

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE TITRE D'

INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Dimitri LEPECHINSKY

1^e THÈSE : La théorie magnéto-ionique et ses résultats. Méthode pratique de calcul des paramètres de la propagation ionosphérique.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 5 Juin 1956 devant la Commission d'examen :

MM. GRIVET	<i>Président.</i>
LAPORTE	} <i>Examineurs.</i>
VASSY	

ÉDITIONS DE LA

REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur

PARIS 15^e

1957

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE TITRE D'

INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Dimitri LEPECHINSKY

1^e THÈSE : La théorie magnéto-ionique et ses résultats. Méthode pratique de calcul des paramètres de la propagation ionosphérique.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 5 Juin 1956 devant la Commission d'examen :

MM. GRIVET	<i>Président.</i>
LAPORTE	} <i>Examineurs.</i>
VASSY	



ÉDITIONS DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur

PARIS 15^e

1957

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	EICHHORN	T	Biologie végétale (P. C. B.).
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P. C. B.).
R. LEVY	T	Physiologie comparée.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
FOCH	T	Mécanique physique et expér.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	AUDUBERT	T	Électrochimie.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
JOB	T	Chimie générale.	GRIVET	T	Radioélectricité.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	QUELET	T	Chimie organique.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
BARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	JUNG	T	Pétrographie.
M ^{me} JOLIOT-CURIE	T	Physique nucléaire et Radio-activité.	TRILLAT	T	Chimie physique.
PLANTEFOL	T	Botanique.	WIEMANN	T	Chimie (M. P. C.).
CABANNES	T	Recherches physiques.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
GRASSE	T	Évolution des êtres organisés.	VASSY		Physique de l'atmosphère.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	DESTOUCHES		Théories physiques.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	M. PRUVOST	T	Géologie.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	AMIEL	T	Chimie (P. C. B.).
WYART	T	Minéralogie.	HOCART	T	Minéralogie.
TEISSIER	T	Zoologie.	J. P. MATHIEU	T	Physique (P. C. B.).
MANGENOT	T	Biologie végétale.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.).
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité	MAY		Biologie animale (P. C. B.).
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	CHOQUET	T	Calcul différentiel et intégral.
PIVETEAU	T	Géologie.	FELDMANN		Biologie (P. C. B.).
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).	GUINIER	T	Physique (P. C. B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).	JOST	T	Biologie (P. C. B.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
FAVARD	T	Mécanique générale.	SCHWARTZ	T	Méthodes math. de la Physique.
COULOMB	T	Physique du Globe.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P. C. B.).	MALAVARD	T	Aviation.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
P. DRACH	T	Zoologie.	NORMANT	T	Chimie (P. C. B.).
KASTLER	T	Physique.	BENARD		Chimie (P. C. B.).
EPHRUSSI	T	Génétique.	BUVAT		Botanique (E. N. S.).
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.	DUGUE	T	Statistiques mathématiques.
RIVIÈRE	T	Géologie (S. P. C. N.).	GELOSO		Chimie (S. P. C. N.).
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P. C. B.).	SOULAIRAC	T	Psychophysologie.
LUCAS	T	Physique.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
ARNULF	T	Optique appliquée.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
M. MORAND	T	Physique.	CHADEFAUD		Botanique.
SOLEILLET	T	Physique.	DESTRIAU		Physique (M. P. C.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	M ^{lle} LE BRETON		Physiologie générale.
DANJON	T	Astronomie.	SALEM		Mathématiques générales.
FROMAGEOT	T	Chimie biologique.	ESCLANGON	T	Physique (P. C. B.).
LAPORTE	T	Physique générale et Radio-activité.	LELONG	T	Mathématiques générales.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.
PETIT	T	Biologie maritime.	EHRESMANN		Topologie algébrique.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	FRANÇON		Physique (M. P. C.).
GALLIEN	T	Embryologie.	GLANGEAUD		Géographie physique et géologie dynamique.
			GODEMENT		Mathématiques (M. P. C.).
			PISOT		Calcul des probabilités.
			ROCH (E.)		Géologie.
			SCHATZMANN		Astrophysique.
			TERMIER		Paléontologie stratigraphique.
			ZAMANSKY		Mathématiques générales.

Secrétaire Général . . . C. MONIER.

LA THÉORIE MAGNÉTO-IONIQUE ET SES RÉSULTATS *

par Dimitri LÉPÉCHINSKY **

Ingénieur-Docteur

SOMMAIRE. — Après avoir exposé une nouvelle méthode pratique pour le calcul des paramètres de la propagation ionosphérique à partir de la formule générale d'APPLETON-HARTREE, l'auteur examine les problèmes de la polarisation des ondes, de l'effet de la propagation quasi-longitudinale sur les conditions de réflexion dans l'ionosphère, de l'influence de l'inclinaison du champ magnétique terrestre et des chocs sur l'absorption dans la couche « D » et de l'effet sur les sondages ionosphériques verticaux de la limite des régions « Q. T. » et « Q. L. » Une note-document de travail, résumant l'utilisation pratique de la nouvelle méthode de calcul, termine cette étude.

PLAN. — Généralités. — I. Méthode pratique de calcul des paramètres de la propagation ionosphérique. — II. La polarisation des ondes. — III. Effet de la propagation quasi-longitudinale et influence des chocs sur les conditions de réflexion dans l'ionosphère. — IV. L'absorption dans la couche « D ». Influence de l'inclinaison du champ magnétique terrestre et des chocs. — V. Effet sur les sondages ionosphériques verticaux de la limite des régions « Q. L. » et « Q. T. ». — Annexe I. — Utilisation pratique de la méthode de calcul.

GÉNÉRALITÉS

Le présent travail constitue une discussion de la formule générale de la théorie magnéto-ionique, applicable en particulier à l'étude de la propagation des ondes radioélectriques par réflexion ionosphérique.

Il débute par la présentation d'une méthode nouvelle pour la résolution de l'équation complexe d'APPLETON-HARTREE, base de la théorie magnéto-ionique.

L'application pratique de cette méthode à la propagation des ondes décimétriques via l'ionosphère conduit à d'importants résultats nouveaux, dont les principaux sont :

- la distinction entre les régions ionosphériques où la propagation des deux composantes magnéto-ioniques d'une onde est « quasi-longitudinale » (« Q. L. ») ou « quasi-transversale » (« Q. T. »), ainsi que la détermination du niveau de transition entre les deux régions ;

- le rejet des conditions de réflexion classiques (applicables seulement à la région « Q. T. »), lorsque la réflexion se produit dans la région « Q. L. » ;

- la possibilité d'expliquer l'« effet de longitude » dans la région F par l'influence du champ magnétique terrestre sur les conditions mêmes de la propagation ;

- l'influence considérable de l'inclinaison du champ magnétique terrestre sur la valeur de l'absorption ;

- la constatation de l'existence effective du niveau de transition « Q. L. »-« Q. T. » sur les sondages ionosphériques de la région E ;

- la détermination des valeurs correctes de la densité électronique dans la couche E à partir des sondages verticaux.

CHAPITRE I

MÉTHODE PRATIQUE DE CALCUL DES PARAMÈTRES DE LA PROPAGATION IONOSPHERIQUE

I.1. Introduction.

La forme assez compliquée sous laquelle se présente la formule d'APPLETON-HARTREE [1] qui exprime la dépendance mutuelle des différents paramètres de la propagation ionosphérique : indice de réfraction, indice d'absorption, polarisation des ondes électromagnétiques, en fonction de la densité électronique, de la grandeur et de l'inclinaison du champ magnétique terrestre, du nombre de chocs entre électrons et molécules neutres ou ions, a souvent conduit à des erreurs d'interprétation ou simplement de calcul, et il nous a semblé faire œuvre utile que de présenter une méthode systématique, aussi simple que possible, accompagnée d'abaques et de tableaux numériques ainsi que d'un bon nombre d'exemples, pour le calcul effectif de tous ces paramètres.

* Thèse soutenue le 5 juin 1956 devant la Faculté des Sciences de Paris.

** Au C N E T, Ingénieur en chef contractuel au Département PROPAGATION.

[] Pour tout renvoi entre crochets se reporter à la bibliographie in fine.

Ainsi qu'on le verra, cette méthode fournit une définition sans ambiguïté des trois types possibles de propagation en présence des chocs : « quasi-longitudinale » (Q. L.) « quasi-transversale » (Q. T.) et « limite (Q. L.-Q. T.) ». Elle nous a conduit ensuite à la discussion des conditions probables de réflexion dans ces trois cas, et à la détermination de l'altitude critique, variable en fonction de l'inclinaison du champ magnétique terrestre au-dessus de laquelle la propagation ionosphérique est toujours « Q. T. », et au-dessous de laquelle elle est au contraire toujours « Q. L. ». De cette discussion, il ressort que la condition de réflexion habituellement admise pour l'onde ordinaire, valable lorsqu'on néglige l'influence des chocs, ne l'est plus dans la région « Q. L. ». Il en résulte surtout que le processus véritable de la réflexion ionosphérique est celui de la réflexion partielle s'étendant en profondeur, et dont le coefficient est inversement proportionnel à l'indice de réfraction et directement proportionnel au gradient de celui-ci. Une tentative d'explication de l'effet de longitude est faite sur cette base.

D'ailleurs, cette conception de la réflexion, directement inspirée de la théorie de FRESNEL, est en parfait accord avec les travaux théoriques de HARTREE [2], de BREMMER [3] et d'autres auteurs sur les coefficients de réflexion des milieux à indice continûment variable.

Permettant d'autre part d'attaquer le problème de l'absorption dans toute sa complexité, la méthode exposée ci-après fournit des expressions beaucoup plus complètes des valeurs de l'indice d'absorption K que celles admises jusqu'ici en première approximation. Il a été possible ainsi de mettre en lumière l'influence décisive de l'inclinaison du champ magnétique terrestre sur la valeur de cet indice.

Enfin la dite méthode, appliquée au problème de la polarisation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère, permet non seulement de calculer le rapport des axes des ellipses de polarisation de chacune de ses composantes ainsi que leur inclinaison par rapport au plan méridien magnétique, mais fournit par elle-même un procédé expérimental pour la détermination du nombre de chocs dans la dernière couche ionosphérique traversée par l'onde descendante d'un sondage vertical.

Nous traiterons ce problème particulier au chapitre II.

I.2. Méthode pratique de calcul de μ et de K . — Principe de calcul.

On sait [4] que, dans le cas général, la constante diélectrique complexe est donnée en fonction des paramètres ionosphériques par la formule dite d'APPLETON et HARTREE, qui s'écrit (en utilisant les unités u. é. m. pour les grandeurs magnétiques et u. é. s. pour les grandeurs électrostatiques) :

$$(1.1) \quad \varepsilon = (\mu - i c K / \omega)^2 = 1 - \frac{X}{1 - i Z - \frac{Y_T^2}{2(1 - X - i Z)}} \pm \sqrt{Y^2 + \left[\frac{Y_T^2}{2(1 - X - i Z)} \right]^2}$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad X &= 4\pi N e^2 / m \omega^2; \quad Y = \omega_H / \omega; \\ Y_T &= Y \cos \theta; \quad Y_L = Y \sin \theta; \\ \text{et} \quad Z &= \frac{v}{\omega}; \quad \omega_H = 2\pi / H, \end{aligned}$$

où μ est l'indice de réfraction pour l'onde de pulsation ω et de fréquence f ; K est l'indice d'absorption; f_H est la « gyrofréquence » (égale à $He/2\pi mc$); N est la densité électronique; e et m la charge et la masse de l'électron; $(\pi/2 - \theta)$ est l'angle des directions de propagation et du champ terrestre H (voir fig. 1.1); c est la vitesse de la lumière dans le vide.

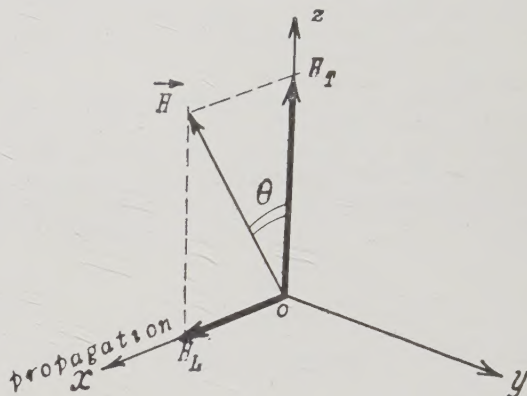


FIG. 1.1. — Trièdre de référence.

Posons :

$$(1.2) \quad \varepsilon = (\mu - i c K / \omega)^2 = 1 + 1/(\mathcal{X} + i \mathcal{Y}).$$

Il découle de (1.1) que :

$$(1.3) \quad \mathcal{X} + i \mathcal{Y} = -\frac{1}{X} \left[1 - i Z - \frac{Y^2}{2(1 - X - i Z)} \pm \sqrt{Y^2 + \left[\frac{Y_T^2}{2(1 - X - i Z)} \right]^2} \right].$$

Nous obtiendrons donc les valeurs de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$ en séparant les parties réelle et imaginaire de (1.3).

La méthode de calcul de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$ en fonction de N , pour une fréquence f et pour θ et v données, sera indiquée ci-après.

Connaissant ces deux paramètres pour le rayon « ordinaire » et pour le rayon « extraordinaire », la relation (1.2) nous donnera :

$$\mu^2 - \frac{c^2 K^2}{\omega^2} - 2i\mu \frac{c K}{\omega} = 1 + \frac{\mathcal{X} - i \mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2},$$

d'où

$$(1.4) \quad \begin{cases} \mu^2 - c^2 K^2 / \omega^2 = 1 + \mathcal{X} / (\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2), \\ 2\mu c K / \omega = \mathcal{Y} / (\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2). \end{cases}$$

La résolution de ce système d'équations donne :

$$(1.5) \quad \mu^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\mathcal{X}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} + \sqrt{\left(1 + \frac{\mathcal{X}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} \right)^2} \right].$$

Connaissant μ , nous aurons la valeur de CK/ω par l'une ou l'autre des relations suivantes :

$$(1.6) \quad \frac{c^2 K^2}{\omega^2} = \mu^2 - 1 - \frac{\mathcal{X}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} \quad \text{ou} \quad \frac{c K}{\omega} = \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2}.$$

C'est la seconde de ces expressions qui, en général, sera la plus commode à utiliser dans les calculs.

I.3. Calcul de μ à partir de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$.

L'expression générale (1.5) n'étant pas d'un maniement commode, nous poserons

$$\mathcal{X} + i\mathcal{Y} = \rho e^{i\varphi},$$

d'où

$$\mathcal{X} = \rho \cos \varphi \quad \text{et} \quad \mathcal{Y} = \rho \sin \varphi.$$

Portons ces valeurs de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$ dans (1.4), on aura :

$$\mu^2 - \frac{c^2 K^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\cos \varphi}{\rho} \quad \text{et} \quad 2\mu \frac{c K}{\omega} = \frac{\sin \varphi}{\rho}.$$

On en tire :

$$(1.7) \quad \mu^2 - \frac{1}{4\mu^2} \frac{\sin^2 \varphi}{\rho^2} - \left(1 + \frac{\cos \varphi}{\rho}\right) = 0.$$

En résolvant cette équation par rapport à ρ , on aura :

$$(1.8) \quad \rho^2(\mu - 1) - \rho \cos \varphi - (1/4\mu^2) \sin^2 \varphi = 0,$$

d'où

$$(1.9) \quad \rho = \frac{-\cos \varphi \pm \sqrt{1 - (\sin^2 \varphi)/\mu^2}}{2(1 - \mu^2)}.$$

Cette dernière relation nous permet de tracer les courbes représentatives de la variation de ρ en fonction de φ et donc de $\mathcal{X}$ en fonction de $\mathcal{Y}$, pour des valeurs fixes $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots, \mu_n$ de l'indice de réfraction μ , choisies à l'avance. En effet, pour $\mu = \mu_1$ par exemple, à chaque valeur de l'angle φ la relation (1.9) fait correspondre une ou deux valeurs du

module ρ de la quantité complexe $\mathcal{X} + i\mathcal{Y}$, module qui doit toujours être réel et positif. Or, si à une valeur φ_1 de l'angle φ correspond une valeur ρ_1 du module ρ , les valeurs correspondantes de $\mathcal{X}$ et $\mathcal{Y}$ sont évidemment : $\mathcal{X}_1 = \rho_1 \cos \varphi_1$ et $\mathcal{Y}_1 = \rho_1 \sin \varphi_1$.

En procédant de cette manière, nous avons tracé une famille de courbes $\mathcal{X} = f(\mathcal{Y})$ pour les valeurs de μ suivantes : $\mu = 0,05 - 0,10 - 0,20 - 0,30 - 0,40 - 0,50 - 0,60 - 0,70 - 0,75 - 0,80$ et $1,0$, famille qui embrasse les valeurs de $\mathcal{X}$ allant de 0 à -3 et celles de $\mathcal{Y}$ allant de 0 à $1,4$ (voir fig. 1.2).

Par interpolation, ce graphique permet de trouver la valeur de μ correspondant à n'importe quel couple de valeurs de $\mathcal{X}$ et $\mathcal{Y}$ compris dans les limites indiquées qui correspondent aux cas les plus courants.

Toutefois, il ne permet pas d'apprécier avec suffisamment d'exactitude les valeurs de μ pour $\mathcal{X}$ compris entre 0 et -1 lorsque $\mathcal{Y}$ est très petit, comme c'est fréquemment le cas.

Dans ces dernières conditions, on remarquera que :

— lorsque $\mathcal{X} = -1$, la relation (1.5) donne, pour $\mathcal{Y}^2$ très petit par rapport à l'unité, $\mu = \sqrt{\mathcal{Y}/2}$;

— lorsque $|\mathcal{X}| < 1$, $\mathcal{X}$ étant négatif et que $\mathcal{Y}^2 \ll |\mathcal{X}| - \mathcal{X}^2$ l'expression (1.5) qui peut s'écrire :

$$\mu^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{|\mathcal{X}|}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} + \left| 1 - \frac{|\mathcal{X}|}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} \right| \times \sqrt{1 + \left(\frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2 - |\mathcal{X}|} \right)^2} \right],$$

donne, en développant le radical et en se limitant au 2^e terme, c'est-à-dire en posant :

$$\sqrt{1 + \left(\frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 - |\mathcal{X}|} \right)^2} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\mathcal{Y}^2}{\mathcal{X}^2 (|\mathcal{X}| - 1)^2},$$

$$\mu^2 = \frac{1}{4} \left| 1 - \frac{1}{|\mathcal{X}|} \right| \cdot \frac{\mathcal{Y}^2}{\mathcal{X}^2 (|\mathcal{X}| - 1)^2},$$

c'est-à-dire :

$$(1.10) \quad \mu = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{Y}}{|\mathcal{X}| \cdot |\mathcal{X} + 1|} \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\mathcal{X}}}.$$

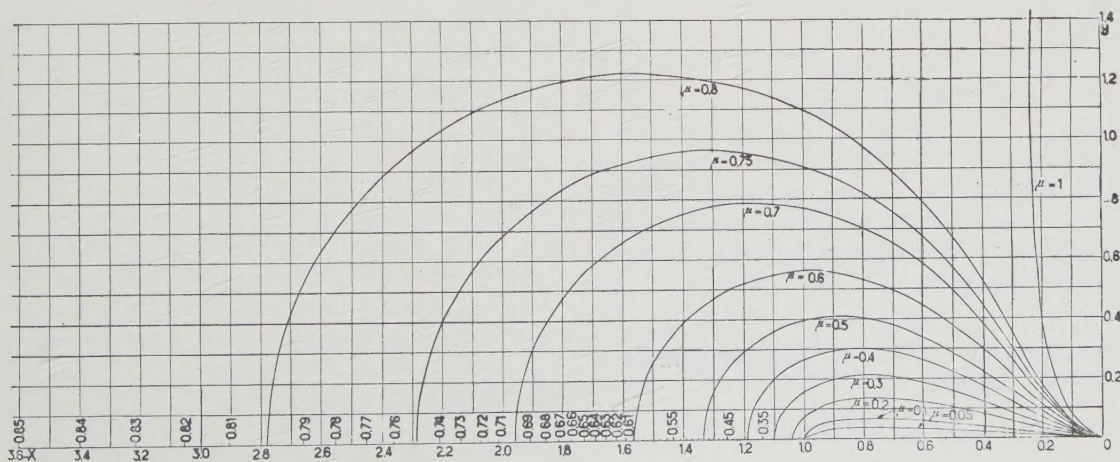


FIG. 1.2. — Graphique pour la détermination de μ en fonction de $\mathcal{X}$ et $\mathcal{Y}$.

TABLEAU I

VALEURS DE $\mu/\mathcal{Y}$ POUR $\mathcal{X}$ NÉGATIF ET $\mathcal{Y} \ll 1$

$ \mathcal{X} $	$\mu/\mathcal{Y}$	$ \mathcal{X} $	$\mu/\mathcal{Y}$	$ \mathcal{X} $	$\mu/\mathcal{Y}$	$ \mathcal{X} $	$\mu/\mathcal{Y}$	$ \mathcal{X} $	$\mu/\mathcal{Y}$
0,995	7,11	0,958	2,60	0,820	1,58	0,610	1,68	0,400	2,55
0,994	6,71	0,956	2,55	0,810	1,57	0,600	1,695	0,390	2,62
0,993	6,30	0,954	2,50	0,800	1,56	0,590	1,725	0,380	2,70
0,992	5,89	0,952	2,45	0,790	1,55	0,580	1,74	0,370	2,80
0,991	5,48	0,950	2,41	0,780	1,54	0,570	1,77	0,360	2,89
0,990	5,07	0,948	2,36	0,770	1,535	0,560	1,80	0,350	2,99
0,988	4,68	0,946	2,35	0,760	1,53	0,550	1,82	0,340	3,11
0,986	4,36	0,944	2,32	0,750	1,53	0,540	1,85	0,330	3,20
0,984	4,08	0,942	2,29	0,740	1,53	0,530	1,89	0,320	3,35
0,982	3,85	0,940	2,26	0,730	1,535	0,520	1,93	0,310	3,48
0,980	3,64	0,930	2,13	0,720	1,54	0,510	1,97	0,300	3,63
0,978	3,50	0,920	2,03	0,710	1,545	0,500	2,0	0,290	3,80
0,976	3,36	0,910	1,93	0,700	1,55	0,490	2,05	0,280	4,00
0,974	3,22	0,900	1,85	0,690	1,555	0,480	2,10	0,270	4,20
0,972	3,11	0,890	1,79	0,680	1,56	0,470	2,14	0,260	4,40
0,970	3,015	0,880	1,75	0,670	1,58	0,460	2,19	0,250	4,64
0,968	2,98	0,870	1,71	0,660	1,59	0,450	2,235	0,240	4,88
0,966	2,84	0,860	1,67	0,650	1,61	0,440	2,30	0,230	5,20
0,964	2,78	0,850	1,64	0,640	1,63	0,430	2,35	0,220	5,50
0,962	2,72	0,840	1,62	0,630	1,64	0,420	2,42	0,210	5,80
0,960	2,655	0,830	1,60	0,620	1,66	0,410	2,48	0,200	6,25

Le tableau I donne les valeurs du rapport $\mu/\mathcal{Y}$ tirées de cette dernière relation pour différentes valeurs de $\mathcal{X}$ comprises entre $-0,995$ et $-0,200$, lorsque $\mathcal{Y} \ll 1$: μ s'obtient alors à partir de $\mathcal{Y}$ par simple multiplication.

I.4. Calcul de K à partir de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$.

Nous avons vu que l'indice d'absorption K par unité de longueur de chemin parcouru s'obtient à partir de la relation :

$$(1.6) \quad \frac{cK}{\omega} = \frac{1}{2\mu} \frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2},$$

où cK/ω est le décrément exponentiel par longueur d'onde du chemin parcouru divisé par 2π , puisque $c/\omega = c/2\pi f = \lambda/2\pi$.

— Pour la couche D, c'est-à-dire dans le cas de l'absorption « non-déviative », qui est celui des ondes décimétriques traversant cette couche, l'indice de réfraction μ demeure très voisin de l'unité et (1.6) peut s'écrire :

$$(1.11) \quad K = \frac{\omega}{2c} \frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2}$$

— Pour les autres régions de l'ionosphère, où $\mu \neq 1$, on se trouve dans le cas de l'absorption « déviative » et le calcul de K doit s'effectuer à l'aide de (1.6) et en conséquence implique la détermination préalable de μ .

I.5. Détermination de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$ en fonction de N pour f, f_H, θ et ν donnés.

Nous avons vu que d'après (1.3) :

$$\mathcal{X} + i\mathcal{Y} = -\frac{1}{X} \times$$

$$\left[1 - iZ - \frac{\frac{1}{2} Y_T^2}{1 - X - iZ} \pm \sqrt{Y_L^2 + \left(\frac{\frac{1}{2} Y_T^2}{1 - X - iZ} \right)^2} \right]$$

(a) Désignons par $A + Bi$, le 2^e terme complexe :

$$(1.12) \quad Y_T^2/2(1 - X - iZ) = A + Bi.$$

On en tire :

$$(1.13)$$

$$A = \frac{1}{2} Y_T^2 \frac{1 - X}{(1 - X)^2 + Z^2} \quad \text{et} \quad B = \frac{1}{2} Y_T^2 \frac{Z}{(1 - X)^2 + Z^2}.$$

On voit qu'il est commode de poser :

$$(1.14) \quad 1 - X = aZ,$$

d'où

$$(1.15) \quad A = \frac{1}{2} Y_T^2 \frac{1}{Z} \frac{a}{a^2 + 1} \quad \text{et} \quad B = \frac{1}{2} Y_T^2 \frac{1}{Z} \frac{1}{a^2 + 1}.$$

Nous poserons en outre :

$$(1.16) \quad f = n/f_H,$$

d'où :

$$Y = f_H/f = 1/n; \quad Y_T = Y \cos \theta = \frac{\cos \theta}{n}; \quad Y_L = \frac{\sin \theta}{n};$$

$$Z = \nu/\omega = \frac{1}{n} \frac{\nu}{\omega_H} = \frac{Z_H}{n},$$

où : $\omega_H = 2\pi f_H$, et en désignant ν/ω_H par Z_H , il s'ensuit que : $1 - X = aZ_H/n$ et donc que :

$$A = \frac{1}{2} \frac{\cos^2 \theta}{n^2} \frac{n}{Z_H} \frac{a}{a^2 + 1} \quad \text{et} \quad B = \frac{1}{2} \frac{\cos^2 \theta}{n^2} \frac{n}{Z_H} \frac{1}{a^2 + 1},$$

ou encore :

$$(1.17) \quad A = C \left(\frac{1}{n} \right) \frac{a}{a^2 + 1} \quad \text{et} \quad B = C \left(\frac{1}{n} \right) \frac{1}{a^2 + 1}$$

en désignant par C la quantité ; $(\cos^2 \theta)/2Z_H$.

(b) Désignons de même par $\alpha + i\beta$ le 4^e terme complexe, c'est à dire :

$$(1.18) \quad \sqrt{Y_L^2 + [Y_T^2/2(1 - X - iZ)]^2} = \alpha + i\beta,$$

la quantité sous le radical peut s'écrire :

$$(1.19) \quad Y_L^2 + (A + iB)^2 = A' + iB'.$$

On en tire :

$$(1.20) \quad A' = Y_L^2 + A^2 - B^2 \text{ et } B' = 2AB,$$

c'est-à-dire d'après (1.17), puisque $Y_L^2 = (\sin^2 \theta)/n^2$,

$$A' = \frac{\sin^2 \theta}{n^2} + \frac{C^2}{n^2} \cdot \frac{a^2 - 1}{(a^2 + 1)^2} = \frac{C^2}{n^2} \left[\frac{\sin^2 \theta}{C^2} + \frac{a^2 - 1}{(a^2 + 1)^2} \right],$$

ou encore :

$$(1.21) \quad A' = C^2 \Phi / n^2, \text{ avec}$$

$$\Phi = \frac{\sin^2 \theta}{C^2} + \frac{a^2 - 1}{(a^2 + 1)^2}.$$

De son côté :

$$(1.22) \quad B' = 2 \frac{C^2}{n^2} \frac{a}{(a^2 + 1)^2}.$$

Pour résoudre (1.18), c'est-à-dire :

$$(1.23) \quad \sqrt{A' + iB'} = \alpha + i\beta$$

nous nous transporterons dans le plan complexe (voir figure 1.3).

Soit P le point représentatif du nombre complexe $A' + iB'$.

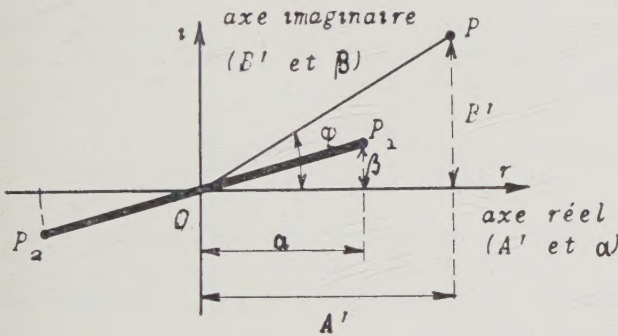


FIG. 1.3. — Diagramme représentant $\alpha + i\beta$.

Les points représentatifs de $\sqrt{A' + iB'}$ sont évidemment les points P_1 et P_2 situés sur la bissectrice de l'angle $\widehat{POx} = \varphi$, à égale distance de O telle que : $OP_1 = OP_2 = \sqrt{OP}$. Les quantités α et β sont les projections de OP_1 d'une part et de OP_2 d'autre part sur les axes réel et imaginaire (voir fig. 1.3). On voit que, dans le cas représenté, au point P correspondent deux déterminations de α et β :

$$\alpha > 0 \text{ et } \beta > 0 \dots \text{ point } P_1 \text{ et}$$

$$\alpha < 0 \text{ et } \beta < 0 \dots \text{ point } P_2.$$

Par correspondance avec le cas où l'on néglige les chocs, on constate que le point P_1 représente le rayon « ordinaire » et le point P_2 le rayon « extra-ordinaire ». Les nombres réels α et β de (1.23) s'obtiennent aisément en écrivant :

$$A' + iB' = \alpha^2 - \beta^2 + 2i\alpha\beta, \text{ d'où :}$$

$$A' = \alpha^2 - \beta^2 \text{ et } B' = 2\alpha\beta.$$

$$\text{On en tire : } \alpha^4 - \alpha^2 A' - B'^2/4 = 0$$

$$\text{et } \beta^4 + \beta^2 A' - B'^2/4 = 0,$$

$$\text{d'où : } (1.24) \quad \alpha = \sqrt{(1/2)(A' \pm \sqrt{A'^2 + B'^2})},$$

$$\beta = \sqrt{(1/2)(-A' \pm \sqrt{A'^2 + B'^2})}.$$

Étant donné que $|\sqrt{A'^2 + B'^2}|$ est toujours plus grand que $|A'|$, et que α et β doivent être tous deux réels, seul le signe + devant le radical intérieur convient dans les deux expressions.

D'autre part, on remarque sur la figure 1.3 que $|\sqrt{A'^2 + B'^2}| = |OP| = |A' \sec \varphi|$.

Il s'ensuit que :

$$(1.25) \quad \alpha = \sqrt{(1/2)(A' + |A' \sec \varphi|)} = \sqrt{(1/2)(A' + |A'| \cdot |\sec \varphi|)},$$

$$\beta = \sqrt{(1/2)(-A' + |A' \sec \varphi|)} = \sqrt{(1/2)(-A' + |A'| \cdot |\sec \varphi|)}.$$

De sorte que :

si $A' > 0$:

$$(1.26) \quad \alpha = \sqrt{|A'|(|\sec \varphi| + 1)/2},$$

$$\beta = \sqrt{|A'|(|\sec \varphi| - 1)/2}.$$

et si $A' < 0$:

$$(1.27) \quad \alpha = \sqrt{|A'|(|\sec \varphi| - 1)/2} \text{ et } \beta = \sqrt{|A'|(|\sec \varphi| + 1)/2}.$$

Compte tenu de (1.21), on peut finalement écrire :
— pour $A' > 0$

$$(1.28) \quad \alpha = \frac{C}{n} \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \text{ et } \beta = \frac{C}{n} \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}}$$

— pour $A' < 0$

$$(1.29) \quad \alpha = \frac{C}{n} \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}} \text{ et } \beta = \frac{C}{n} \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}}.$$

où l'angle φ est défini par : $\cot \varphi = A'/B'$, c'est-à-dire par :

$$(1.30) \quad \cot \varphi = \Phi(a^2 + 1)^2/2a.$$

En définitive, l'expression (1.3) peut donc s'écrire :

$$(1.31) \quad \mathcal{X} + i\mathcal{Y} = -(1/X)[1 - iZ - (A + iB) \pm (\alpha + i\beta)].$$

D'où :

$$(1.32) \quad \mathcal{X} = -(1/X)[1 - A \pm \alpha]$$

$$\text{et } \mathcal{Y} = -(1/X)[-Z - B \pm \beta],$$

où A et B sont donnés par (1.3) et α et β sont donnés par (1.28) et (1.29).

(c) Il nous reste à déterminer les signes de α et de β pour chacun des rayons « ordinaire » et « extraordinaire » en étudiant la position des points P , P_1 et P_2 dans le plan complexe de la figure 1.3 pour différentes valeurs de X , c'est-à-dire de la densité électronique.

— Lorsque $X=0$ (ou $N=0$), d'après (1.14), $a=1/Z=n/Z_H=n\omega_H/\nu$.

Le point P se trouve en général dans le premier quadrant de la figure 1.3. Il peut toutefois se trouver dans le deuxième si ν est élevé et si la propagation est « Q. T. ».

— Lorsque X augmente à partir de $X=0$, la quantité $a=(1-X)/Z$ diminue et, en conséquence, Φ et A' diminuent et le point P se rapproche de l'axe imaginaire.

— Lorsque X tend vers l'unité, la quantité a tend vers zéro. Or, la fonction Φ peut s'écrire :

$$(1.33) \quad \Phi = [(\sin^2 \theta)/C^2] - (1-a^2)/(a^2+1)^2,$$

de sorte que pour $a < 1$ cette fonction Φ , et donc A' , peuvent devenir nuls pour une certaine valeur a_T de a et par conséquent X_T de X donnée par l'égalité :

$$(1.34) \quad (\sin^2 \theta)/C^2 = (1-a^2)/(a^2+1)^2.$$

Cette valeur a_T est donnée par :

$$(1.35)$$

$$a_T = \left| \frac{C}{\sin \theta} \right| \sqrt{\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{8 \sin^2 \theta}{C^2}} - \left(1 - \frac{2 \sin^2 \theta}{C^2} \right) \right]}.$$

Dans ce cas le point représentatif P vient sur l'axe imaginaire de la figure 1.3. Mais il peut arriver également que Φ ne s'annule pour aucune valeur de X comprise entre l'unité et zéro. Dans ce cas, le point P reste dans le premier quadrant de la figure 1.3.

— Pour $X=1$, c'est-à-dire d'après (1.14) pour $a=0$, la quantité Φ se réduit à :

$$(1.36) \quad \Phi = [(\sin^2 \theta)/C^2] - 1.$$

On voit immédiatement que suivant que :

$$(1.37) \quad (\sin \theta)/C \lesseqgtr 1,$$

c'est-à-dire :

$$\left| 2Z_H \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \right| = 2 \frac{\nu \sin \theta}{\omega_H \cos^2 \theta} \lesseqgtr 1,$$

ou encore :

$$(1.38) \quad \nu \lesseqgtr \omega_H |(\cos^2 \theta)/2 \sin \theta|,$$

la quantité Φ (et donc A') sera positive, nulle ou négative, tandis que B' , d'après (1.22), demeure nul.

Le point représentatif P pour $X=1$ se trouvera donc toujours sur l'axe réel, soit à droite de l'origine 0, soit à l'origine, soit à gauche de celle-ci (voir fig. 1.3). Il y a donc trois cas possibles suivant l'importance de ν .

Dans le premier cas le type de propagation est dit « quasi-longitudinal » ($\Phi_{X=1} > 0$), dans le second on est en présence du cas « limite Q. L.-Q. T. » ($\Phi_{X=1} = 0$), et dans le troisième, le type de propagation est dit « quasi-transversal » ($\Phi_{X=1} < 0$).

Ces appellations sont dues au fait que les courbes de variation de μ_0 et μ_e en fonction de X diffèrent essentiellement suivant que $\Phi_{X=1} \gtrless 0$, c'est-à-dire suivant que : $\nu \gtrless \nu_c$ où « ν_c » — (nombre de chocs critique) désigne la quantité $|(\omega_H \cos^2 \theta)/2 \sin \theta|$, et qu'elles correspondent à celles obtenues en négligeant les chocs soit pour $\theta = 90^\circ$ (cas « longitudinal ») soit pour $\theta \neq 90^\circ$ (cas « transversal »).

On peut s'en rendre compte en étudiant le comportement des points P_1 et P_2 et donc de α et de β pour $X=1$ dans ces 3 cas (voir fig. 1.4) :

— dans le premier cas (« Q. L. » : $\nu > \nu_c$), pour $X=1$, P vient en P_0 , à droite de 0. Les points P_1 (rayon ordinaire) et P_2 (rayon extraordinaire) viennent en P'_1 et P'_2 situés tous deux sur l'axe réel et par conséquent :

$$\alpha_{X=1}(\text{ord.}) > 0 \quad \text{et} \quad \beta_{X=1}(\text{ord.}) = 0, \quad \text{et}$$

$$\alpha_{X=1}(\text{extr.}) < 0 \quad \text{et} \quad \beta_{X=1}(\text{extr.}) = 0;$$

— dans le deuxième cas (« limite Q. T.-Q. L. » : $\nu = \nu_c$), pour $X=1$, P vient à l'origine des coordonnées et l'on voit que α et β sont nuls pour les deux rayons.

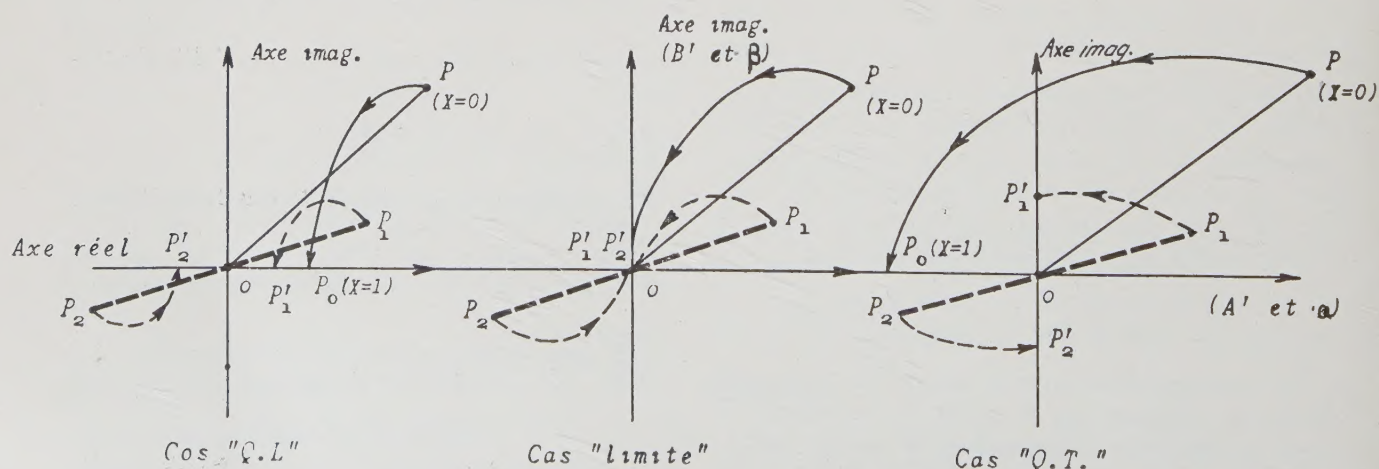


FIG. 1.4. — Diagrammes, les trois cas de variation possibles de $\alpha + i\beta$.

— dans le troisième cas (« Q. T. » : $v < v_c$), pour $X=1$, P vient en P_0 , à gauche de 0, et donc P_1 et P_2 viennent sur l'axe imaginaire respectivement en P'_1 et P'_2 puisque dans ce cas ils doivent demeurer sur la bissectrice de l'angle $\varphi = 2\pi$ pour $X=1$.

En conséquence, dans le cas « Q. T. »

$$\alpha_{X=1}(\text{ord.}) = 0 \quad \text{et} \quad \beta_{X=1}(\text{ord.}) > 0, \quad \text{et} \\ \alpha_{X=1}(\text{extr.}) = 0 \quad \text{et} \quad \beta_{X=1}(\text{extr.}) < 0.$$

Les valeurs de α et de β pour $X=1$ se déduisent aisément des relations (1.24) et (1.21).

Elles sont, dans le cas « Q. L. » ($A' > 0$) :

$$\alpha = \pm \sqrt{A'} = \pm (C/n) \sqrt{[(\sin^2 \theta)/C^2] - 1} \quad \text{et} \quad \beta = 0,$$

le signe + se rapportant au rayon « ordinaire » et le signe — au rayon « extraordinaire ».

Dans le cas Q. T. ($A' < 0$) :

$$\alpha = 0 \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{|A'|} = \pm (C/n) \sqrt{[(\sin^2 \theta)/C^2] - 1},$$

le signe + se rapportant au rayon ordinaire et le signe — à l'extraordinaire.

Dans le cas « limite », comme on l'a vu, $\alpha = \beta = 0$ pour les deux rayons.

— Nous allons étudier maintenant le comportement de α et de β pour des valeurs de $X \neq 1$.

(a) Dans le cas « Q. L. » le diagramme se présente comme suit (voir fig. 1.5) ;

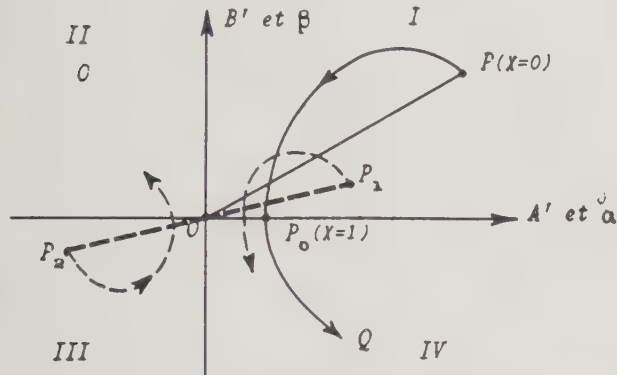


FIG. 1.5. — Diagramme du cas « Q. L. ».

Le cheminement du point P représentant le nombre complexe $A' + B'i$ est indiqué en trait plein, ceux des points P_1 (rayon ordinaire) et P_2 (rayon extraordinaire) correspondant au nombre complexe $\sqrt{A' + iB'}$ sont en pointillé.

1) $X < 1$. — On voit que pour X compris entre 0 (point P) et 1 (point P_0), α et β sont positifs pour le rayon « ordinaire » (point P_1) et négatifs pour le rayon « extraordinaire » (point P_2).

Leurs valeurs sont données par (1.26) comme suit, puisque $A' > 0$:

$$\alpha = \pm \sqrt{A' \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{A' \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

le signe + correspondant au rayon « ordinaire » et le signe — au rayon « extraordinaire ».

2) $X > 1$. — Pour X supérieur à 1 (point Q), le point P_1 (rayon ordinaire) vient dans le quatrième quadrant et le point P_2 (rayon extraordinaire), dans le deuxième.

En conséquence, α est positif et β négatif pour le rayon « ordinaire », tandis que pour « l'extraordinaire » $\alpha < 0$ et $\beta > 0$.

Les valeurs de α et de β sont données par :

$$\alpha = \pm \sqrt{A' \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \mp \sqrt{A' \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

les signes supérieurs correspondant au rayon « ordinaire » et les inférieurs au rayon « extraordinaire ».

(b) Dans le cas « Q. T. », le diagramme est le suivant (voir fig. 1.6) ;

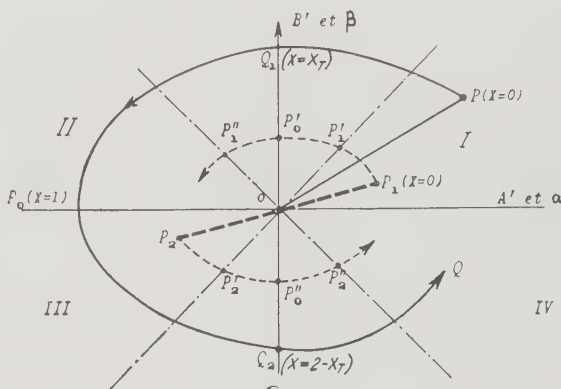


FIG. 1.6. — Diagramme du cas « Q. T. ».

1) $X < 1$. — On voit que lorsque X varie entre 0 (point P) et 1 (point P_0) le point représentatif P de $(A' + B'i)$ passe du premier quadrant au deuxième de sorte que pour X compris entre 0 et X_T , valeur de X donnée par l'équation (1.34), $A' > 0$. Pour $X = X_T$, on a $A' = 0$; pour $X_T < X < 1$, on a $A' < 0$. Il s'ensuit que pour $0 < X < X_T$:

$$\alpha = \pm \sqrt{A' \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{A' \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

les signes supérieurs se rapportant au rayon « ordinaire » et les inférieurs au rayon « extraordinaire ».

D'autre part, pour $X_T < X < 1$, puisque $A' < 0$:

$$\alpha = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}},$$

2) $X > 1$. — Enfin, lorsque X varie entre 1 (point P_0) et $+\infty$, le point représentatif P passe du troisième quadrant au quatrième, de telle sorte que pour $X = 2 - X_T$, $A' = 0$. Il s'ensuit que pour $1 < X < 2 - X_T$, puisque $A' < 0$:

$$\alpha = \mp \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}},$$

les signes supérieurs correspondant au rayon « ordinaire » et les inférieurs au rayon « extraordinaire ».

Au contraire pour $X > 2 - X_T$, puisque $A' > 0$:

$$\alpha = \mp \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

3) $X = X_T$. — Remarquons que pour $X = X_T$ (point Q_1), $A' = 0$. Par suite :

$$\alpha = \pm \sqrt{B' T^2} = C \sqrt{a/n(a^2 + 1)} = \beta$$

(points P'_1 et P'_2 situés sur la diagonale à 45° des quadrants I et III) les signes supérieurs correspondant au rayon « ordinaire » et les inférieurs au rayon « extraordinaire ».

4) $X = 2 - X_T$. — De même pour $X = 2 - X_T$ (point Q_2), on a $A' = 0$ et par suite

$$\alpha = \mp \sqrt{\frac{|B'|}{2}} = \mp \frac{C \sqrt{|a|}}{n a^2 + 1} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \frac{C \sqrt{|a|}}{n a^2 + 1},$$

(points P''_1 et P''_2 situés sur la diagonale à 45° des quadrants II et IV) la règle des signes étant la même que précédemment.

(c) Dans le cas limite « Q. T. »-« Q. L. », le diagramme est celui de la figure 1.7

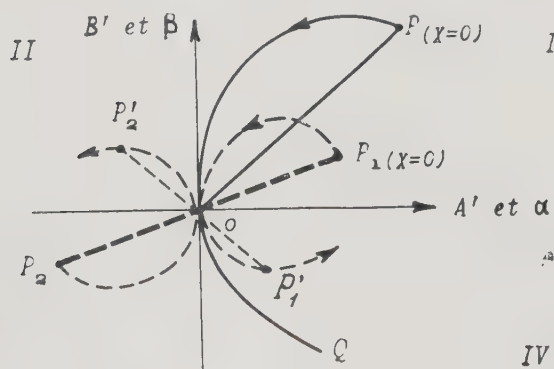


FIG. 1.7. — Diagramme du cas limite « Q. L. »-« Q. T. ».

* 1) $X > 1$. — Lorsque X croît de $X = 0$ (point P) à $X = 1$ (point 0), les points représentatifs de $\alpha + i\beta$, c'est-à-dire P_1 (rayon ordinaire) et P_2 (rayon extraordinaire), parcourent, le premier, le premier quadrant, et le second le troisième pour venir tous deux en 0.

Il s'ensuit que, tout comme dans le cas « Q. L. », on a, puisque $A' > 0$:

$$\alpha = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

le signe + correspondant au rayon « ordinaire » et le signe — au rayon « extraordinaire ».

2) $X > 1$. — Après avoir dépassé le point 0, correspondant à $X = 1$, lorsque $\alpha = \beta = 0$, le point P parcourt le quatrième quadrant pour $X > 1$. Mais à

ce moment le point représentatif du rayon « ordinaire » est aussi bien le point P'_1 (par analogie avec le cas « Q. L. ») que le point P'_2 (par analogie avec le cas « Q. T. »).

De même, le point représentatif du rayon « extraordinaire » est soit P'_2 (par analogie avec le cas « Q. L. »), soit P'_1 (par analogie avec le cas « Q. T. »). En d'autres termes, pour $X > 1$, dans le cas limite correspondant à $v = v_c$, les rayons « ordinaire » et « extraordinaire » ne pourront être définis qu'en supposant d'abord que $v = v_c + \varepsilon$ (cas « Q. L. »), auquel cas α et β pour le rayon « ordinaire » seront définis par le cheminement du point P_1 de 0 vers P'_1 et ensuite que $v = v_c - \varepsilon$ (cas « Q. T. »), auquel cas α et β pour le rayon « ordinaire » seront définis par le cheminement du point P_1 de 0 vers P'_2 .

Nous aurons donc, pour $v = v_c + \varepsilon$:

$$\alpha = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \mp \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

et pour $v = v_c - \varepsilon$

$$\alpha = \mp \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \pm \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

les signes supérieurs correspondant au rayon « ordinaire » et les inférieurs à l'extraordinaire.

— On remarquera toutefois que dans ce cas « limite », on a toujours d'après (1.21) :

$$\Phi = 1 + \frac{a^2 - 1}{(a^2 + 1)^2} = \frac{a^2(a^2 + 3)}{(a^2 + 1)^2},$$

et donc

$$\sqrt{A'} = \frac{C a \sqrt{2a^2 + 3}}{n a^2 + 1}.$$

D'autre part :

$$\cot \varphi = \Phi \frac{(a^2 + 1)^2}{2a} = \frac{a(a^2 + 3)}{2}.$$

Récapitulation. Tableau des valeurs de α et β .

Si, pour abréger l'écriture, nous désignons par ψ_1 , ψ_2 , ψ_3 et ψ_4 les quantités suivantes, en valeur absolue :

$$\psi_1 = \frac{n}{C} \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} = \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}},$$

$$\psi_2 = \frac{n}{C} \sqrt{|A'| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}} = \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}},$$

$$\psi_3 = \sqrt{\left| \frac{\sin^2 \theta}{C^2} - 1 \right|} \quad \text{et} \quad \psi_4 = \frac{\sqrt{|a|}}{a^2 + 1},$$

(avec $C\psi_4/n = \sqrt{B' T^2}$),

nous pouvons grouper les résultats ci-dessus dans le tableau suivant :

TABLEAU II
VALEURS DE α ET β

VALEURS DE X	CAS « Q. L. » ($v > v_c$)				CAS « Q. T. » ($v < v_c$)				CAS LIMITE ($v = v_c$)			
	RAYON ORDINAIRE		RAYON EXTRA- ORDINAIRE		RAYON ORDINAIRE		RAYON EXTRA- ORDINAIRE		RAYON ORDINAIRE		RAYON EXTRA- ORDINAIRE	
	α	β	α	β	α	β	α	β	α	β	α	β
$0 < X < X_T$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_1 \\ + \frac{C}{n} \psi_1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_2 \\ + \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_1 \\ - \frac{C}{n} \psi_1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_2 \\ - \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_1 \\ + \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_2 \\ + \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_1 \\ - \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_2 \\ - \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_1 \\ + \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_2 \\ + \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_1 \\ - \frac{C}{n} \psi_1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_2 \\ - \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$
$X = X_T$												
$X_T < X < 1$												
$X = 1$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_3 \\ + \frac{C}{n} \psi_3 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_3 \\ - \frac{C}{n} \psi_3 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_3 \\ + \frac{C}{n} \psi_3 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_3 \\ - \frac{C}{n} \psi_3 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right\}$
$1 < X < 2 - X_T$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_1 \\ + \frac{C}{n} \psi_1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_2 \\ - \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_1 \\ - \frac{C}{n} \psi_1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_2 \\ + \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_2 \\ - \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_1 \\ + \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{C}{n} \psi_2 \\ + \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} - \frac{C}{n} \psi_1 \\ - \frac{C}{n} \psi_4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \pm \frac{C}{n} \psi_1 \\ \pm \frac{C}{n} \psi_1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \pm \frac{C}{n} \psi_2 \\ \pm \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \mp \frac{C}{n} \psi_1 \\ \mp \frac{C}{n} \psi_1 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} \pm \frac{C}{n} \psi_2 \\ \pm \frac{C}{n} \psi_2 \end{array} \right\}$
$X = 2 - X_T$												
$X > 2 - X_T$												

Les signes supérieurs
correspondent au cas :
 $v = v_c + \varepsilon$
et les signes inférieurs au cas :
 $v = v_c - \varepsilon$

A l'aide du tableau II, les valeurs de $\mathcal{X}$ et $\mathcal{Y}$ s'obtiennent aisément, compte tenu de (1.2). Elles sont les suivantes :

(1) Dans le cas « Q. L. »

— pour $X < 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 - \frac{C}{n} \left(\frac{a}{a^2 + 1} \mp \psi_1 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \psi_2 \right) \right]; \end{array} \right.$$

— pour $X = 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\left(1 \pm \frac{C}{n} \psi_3 \right), \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{n} (Z_H + C); \end{array} \right.$$

— pour $X > 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 + \frac{C}{n} \left(\frac{|a|}{a^2 + 1} \pm \psi_1 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \pm \psi_2 \right) \right]. \end{array} \right.$$

(2) Dans le cas « Q. T. »

— pour $0 < X < X_T$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 - \frac{C}{n} \left(\frac{a}{a^2 + 1} \mp \psi_1 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \psi_2 \right) \right]; \end{array} \right.$$

— pour $X = X_T$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 - \frac{C}{n} \left(\frac{a}{a^2 + 1} \mp \psi_4 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \psi_4 \right) \right]; \end{array} \right.$$

— pour $X_T < X < 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 - \frac{C}{n} \left(\frac{a}{a^2 + 1} \mp \psi_2 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \psi_1 \right) \right]; \end{array} \right.$$

— pour $X = 1$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -1, \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{n} [Z_H + C(1 \mp \psi_3)]; \end{array} \right.$$

— pour $1 < X < 2 - X_T$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 - \frac{C}{n} \left(\frac{|a|}{a^2 + 1} \mp \psi_2 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \psi_1 \right) \right]; \end{array} \right.$$

— pour $X = 2 - X_T$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 + \frac{C}{n} \left(\frac{|a|}{a^2 + 1} \mp \psi_4 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \psi_4 \right) \right]; \end{array} \right.$$

— pour $X > 2 - X_T$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 + \frac{C}{n} \left(\frac{|a|}{a^2 + 1} \mp \psi_1 \right) \right], \\ \mathcal{Y} = +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \psi_2 \right) \right]. \end{array} \right.$$

(3) Dans le cas limite « Q. T. »-« Q. L. ».

Pour $X < 1$:

Mêmes expressions de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$ que dans le cas « Q. L. » pour $X < 1$.

Pour $X = 1$:

$\mathcal{X} = -1$ et $\mathcal{Y} = \frac{1}{n}(Z_H + C)$ pour le rayon « ordinaire » et l'« extraordinaire ».

Pour $X > 1$:

Pour $v = v_e + \varepsilon$, mêmes expressions de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$ que dans le cas « Q. L. » pour $X > 1$.

Pour $v = v_e - \varepsilon$, mêmes expressions de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$ que dans le cas « Q. T. » pour $X > 2 - X_T$.

Dans toutes ces expressions, les signes supérieurs se rapportent au rayon « ordinaire » et les inférieurs au rayon « extraordinaire ».

CHAPITRE II

LA POLARISATION DES ONDES

2.1. Détermination de la polarisation.

On sait que [4] les ellipses de polarisation des ondes « ordinaire » et « extraordinaire » sont déterminées par le rapport :

$$(2.1) \quad Q = \frac{\mathcal{H}_z}{\mathcal{H}_y} = + \frac{i}{Y_L} \times \left[\pm \sqrt{Y_L^2 + \left[\frac{(1/2)Y}{1-X-iZ} \right]^2} - \frac{(1/2)Y}{1-X-iZ} \right]$$

où $\mathcal{H}_z$ et $\mathcal{H}_y$ sont les composantes du vecteur champ magnétique de l'onde. Ce rapport peut s'écrire :

$$Q = \mathcal{H}_z / \mathcal{H}_y = Q_r + Q_i i.$$

Les expressions (1.12) et (1.18) donnent :

$$(2.2) \quad Q_r = -\frac{1}{Y_L}(\beta - B) \quad \text{et} \quad Q_i = +\frac{1}{Y_L}(\alpha - A)$$

Mais dans le chapitre précédent nous avons établi les valeurs de α et de β pour chacune des composantes magnéto-ioniques dans les différents cas possibles.

D'autre part, nous savons que (1.17)

$$A = C a / n(a^2 + 1), \quad \text{et} \quad B = C / n(a^2 + 1), \quad \text{avec}$$

$$a = n(1 - X) / Z_H, \quad \text{et} \quad C = (\cos^2 \theta) / 2Z_H;$$

et que $Y_L = Y \sin \theta = (\sin \theta) / n$, puisque $f = n f_H$.

Nous avons donc :

$$Q_r = -\frac{n}{\sin \theta} \left[\pm \frac{C}{n} (\psi_1, \psi_2, \psi_3 \text{ ou } \psi_4) - \frac{C}{n a^2 + 1} \right],$$

ou encore :

(2.3)

$$Q_r = -\frac{\cos^2 \theta}{2Z_H \sin \theta} \left[\pm \frac{\beta}{\psi_1, \psi_2, \psi_3 \text{ ou } \psi_4} - \frac{1}{a^2 + 1} \right],$$

de même :

(2.4)

$$Q_i = +\frac{\cos^2 \theta}{2Z_H \sin \theta} \left[\pm \frac{\alpha}{\psi_1, \psi_2, \psi_3 \text{ ou } \psi_4} - \frac{a}{a^2 + 1} \right],$$

en désignant par

$$\pm \frac{\alpha}{\psi_1, \psi_2, \psi_3 \text{ ou } \psi_4} \quad \text{et} \quad \pm \frac{\beta}{\psi_1, \psi_2, \psi_3 \text{ ou } \psi_4}$$

les valeurs positives ou négatives des fonctions ψ_1, ψ_2, ψ_3 ou ψ_4 qui donnent celles de α et de β correspondant au cas considéré d'après le tableau II du chapitre I.

Ayant ainsi calculé Q_r et Q_i , on déterminera l'angle Ψ que font les axes de l'ellipse de polarisation avec les axes de coordonnées et le rapport R des axes des ellipses pour le rayon « ordinaire » et le rayon « extraordinaire » par les relations :

$$\operatorname{tg} 2\Psi = \frac{2Q_i}{1 - (Q_r + Q_i)}$$

et

$$R^2 = \frac{(1 + Q_r^2 + Q_i^2) \sin 2\Psi - 2Q_r}{(1 + Q_r^2 + Q_i^2) \sin 2\Psi + 2Q_r}.$$

2.2. Application aux sondages verticaux.

Lorsqu'on néglige l'influence des chocs, (2.1) peut s'écrire :

$$Q = \mathcal{H}_z / \mathcal{H}_y = + \frac{i}{Y_L} \left[\pm \sqrt{Y + \left[\frac{(1/2)Y_T^2}{1-X} \right]^2} - \frac{1/2 Y_T^2}{1-X} \right],$$

où le signe + devant le radical correspond à l'onde « ordinaire » et le signe - à l'onde « extraordinaire ».

Il en résulte que si $Y_L = Y \sin \theta = Y \cos \varphi$ est positif ($\hat{\varphi} = \pi/2 - \theta$ est l'angle de la direction positive de propagation avec celle du champ terrestre), c'est-à-dire si $\hat{\varphi}$ est aigu, on a :

$$\begin{cases} Q = +iQ_i & \text{pour l'onde « ordinaire » et} \\ Q = -iQ_i & \text{pour l'onde « extraordinaire ».} \end{cases}$$

En conséquence, dans l'hémisphère nord, où, pour l'onde descendante d'un sondage vertical, l'angle $\hat{\varphi}$ est aigu, l'onde « ordinaire » est polarisée « sinistrorsum » et l'« extraordinaire » « dextrorsum » pour un observateur regardant dans la direction de propagation. C'est évidemment l'inverse qui a lieu pour l'onde descendante d'un sondage vertical dans l'hémisphère sud, où l'angle $\hat{\varphi}$ correspondant est obtus.

La polarisation est *circulaire* lorsque $|Q_i| = 1$,

c'est-à-dire si $Y_T = 0$, condition qui est réalisée aux pôles magnétiques.

Elle est *elliptique* dans les latitudes moyennes et devient *linéaire* sur l'équateur magnétique, où l'onde « ordinaire » est polarisée est-ouest pour le vecteur magnétique et donc nord-sud pour le vecteur électrique, tandis que le vecteur électrique de l'onde « extraordinaire » est polarisé est-ouest.

2.3. La polarisation « limite ». Mesure du nombre de chocs à la base de l'ionosphère.

Lorsque l'onde « ordinaire » ou « extraordinaire » réfléchi par l'ionosphère lors d'un sondage vertical traverse celle-ci, elle parcourt dans sa descente des régions de densités électroniques décroissantes, mais où le nombre de chocs augmente constamment.

A l'émergence de l'ionosphère nous aurons par conséquent $X \sim 0$ et $Z \sim Z_{lim}$ ou encore, puisque $1 - X = aZ_H/n$,

$$(2.6) \quad a = n/Z_{H \text{ lim}}, \quad \text{où } Z_{H \text{ lim}} = v_{lim}/\omega_H.$$

Or, ces valeurs doivent vérifier les relations (2.3) et (2.4) de Q_r et de Q_i , qui elles-mêmes déterminent l'angle $\hat{\Psi}$ que fait le grand axe de l'ellipse de polarisation avec la direction du nord magnétique.

Nous avons vu, en effet, que :

$$\operatorname{tg} 2\Psi = 2Q_r / (1 - (Q_r^2 + Q_i^2)).$$

Nous obtenons ainsi un procédé de mesure de v_{lim} par celle de l'angle Ψ sur l'oscillographe cathodique de l'appareil récepteur des ellipses de polarisation. Deux séries de courbes : par exemple Q_r en fonction de Q_i pour différentes valeurs de Ψ d'une part et Q_r et Q_i en fonction de v pour la valeur θ de l'inclinaison du champ magnétique terrestre correspondant à la station de mesure d'autre part, permettent de déterminer rapidement v_{lim} à partir de Ψ par une construction graphique.

CHAPITRE III

EFFET DE LA PROPAGATION QUASI-LONGITUDINALE ET INFLUENCE DES CHOCS SUR LES CONDITIONS DE RÉFLEXION DANS L'IONOSPHERE

Conditions de réflexion

3.1. Les différents types de variation de l'indice μ .

Comme on l'a vu, la variation de μ et de cK/ω en fonction de X (c'est-à-dire de la densité électronique N pour une onde de pulsation ω donnée), se présente sous deux aspects différents suivant que la quantité $Z = v/\omega$ est inférieure ou supérieure au rapport $|Y_T^2/2Y_L|$, ou, ce qui revient au même, suivant que le nombre de chocs v est inférieur ou supérieur à $|\omega_H(\cos^2 \theta)/2 \sin \theta|$.

Dans le premier cas, la propagation est dite du type « quasi-transversal » (Q. T.) dans le second, elle est dite du type « quasi-longitudinal » (Q. L.).

H. G. BOOKER [5] a montré que pour Z assez petit, la variation de μ^2 et de $(cK/\omega)^2$ en fonction de X avait l'allure suivante dans chacun de ces cas (voir fig. 3.1 *a* et *b*) : les courbes en trait plein correspondant au rayon « ordinaire », celles en trait discontinu — au rayon « extraordinaire ».

Le calcul montre que même dans le cas où le nombre de chocs v est élevé — de l'ordre de 10^6 par exemple — (correspondant à l'altitude de 100 km environ à laquelle se forme la couche E), la variation de μ en fonction de X , pour le rayon « ordinaire », diffère peu, dans le cas « Q. T. » comme dans le cas « Q. L. », de celle indiquée par BOOKER.

Lorsqu'on étudie la propagation d'une onde dans l'ionosphère réelle, il est donc essentiel de connaître au préalable si celle-ci est du type « Q. T. » ou

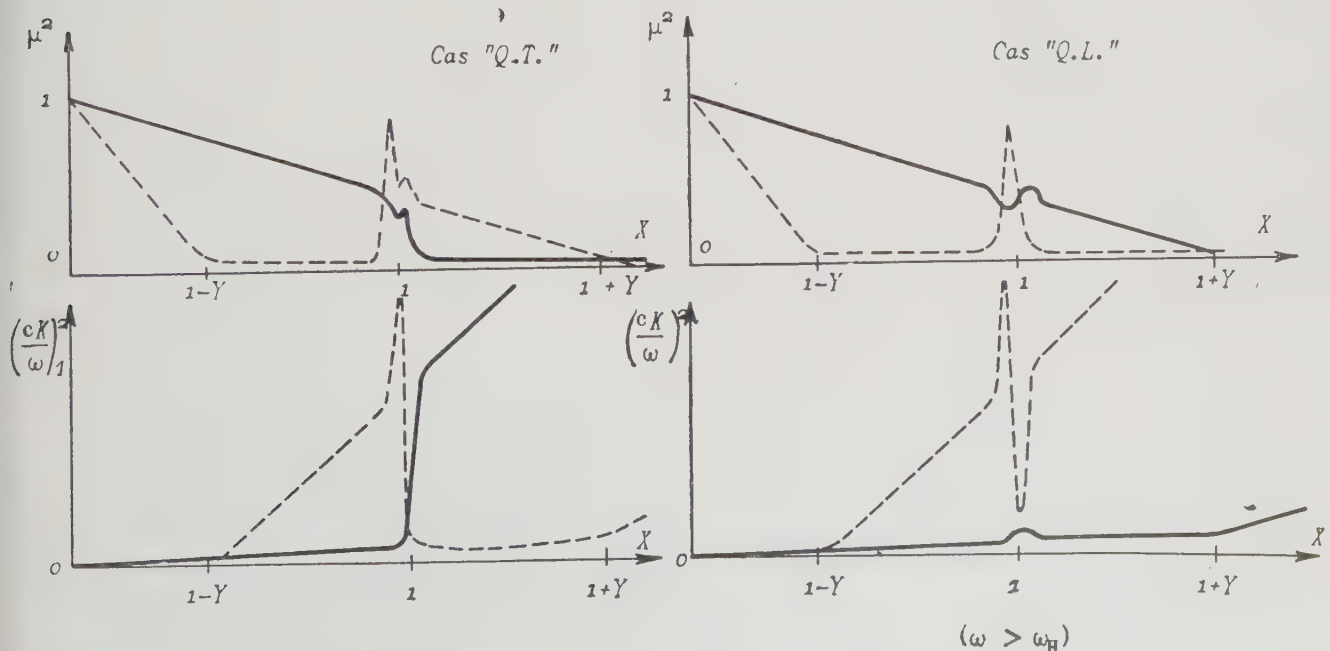
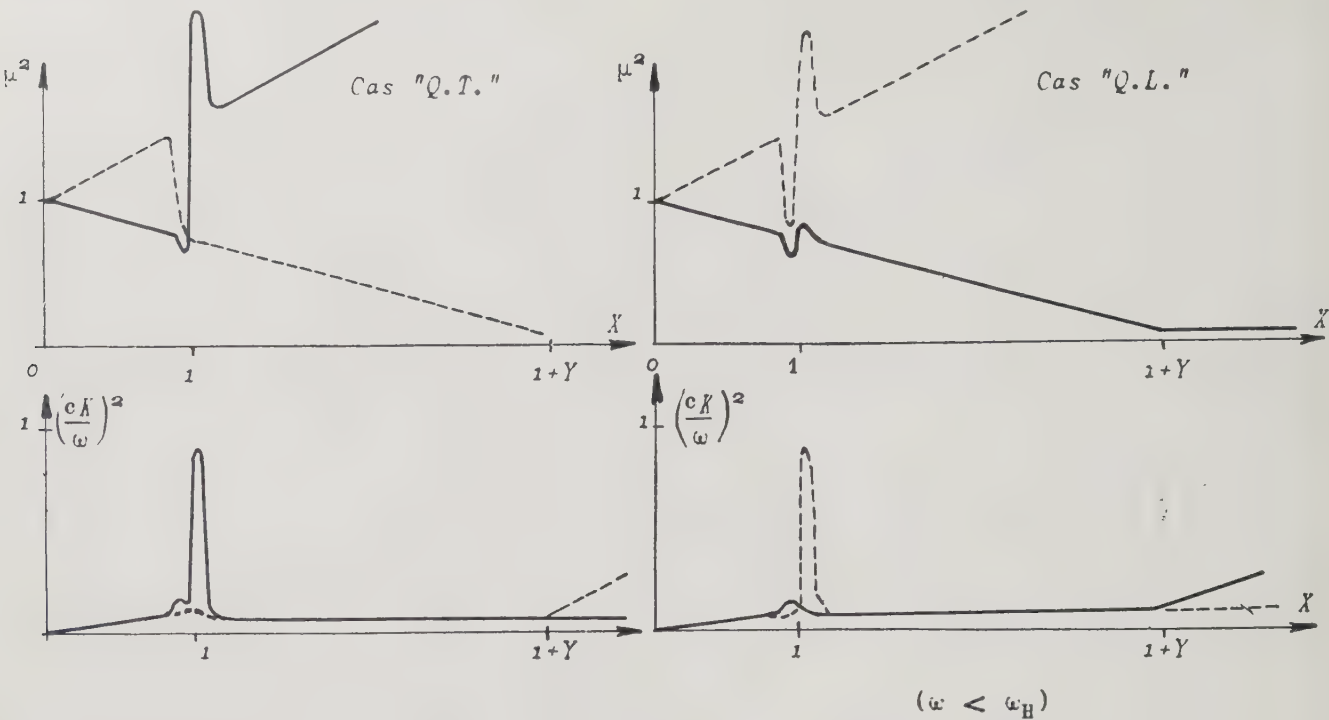


FIG. 3.1 *a*. — Variations de μ et de cK/ω en fonction de X , dans les cas « Q. T. » et « Q. L. », lorsque $\omega > \omega_H$.

« Q. L. », c'est-à-dire de quelle région de l'ionosphère il s'agit compte tenu de l'angle de la direction de propagation avec le champ terrestre. La valeur de la gyrofréquence $f_H = \frac{He}{2\pi mc}$ peut en première approxi-

mation être considérée comme une constante ($f_H = 1,2$ Mc/s environ dans les régions tempérées). La courbe en trait plein de la figure 3.2 représente l'altitude h au-dessus du sol à laquelle la condition :
(3.1) $|(\omega_H \cos^2 \theta) / 2 \sin \theta| = \nu$



($\omega < \omega_H$)

FIG. 3.1 b. — Variations de μ et de cK/ω en fonctions X , dans les cas « Q. T. » et « Q. L. », lorsque $\omega < \omega_H$.

est satisfaite, en fonction de l'inclinaison θ du champ magnétique terrestre, pour un sondage vertical, compte tenu des données actuelles sur les nombres de chocs à différentes altitudes. Elle délimite les

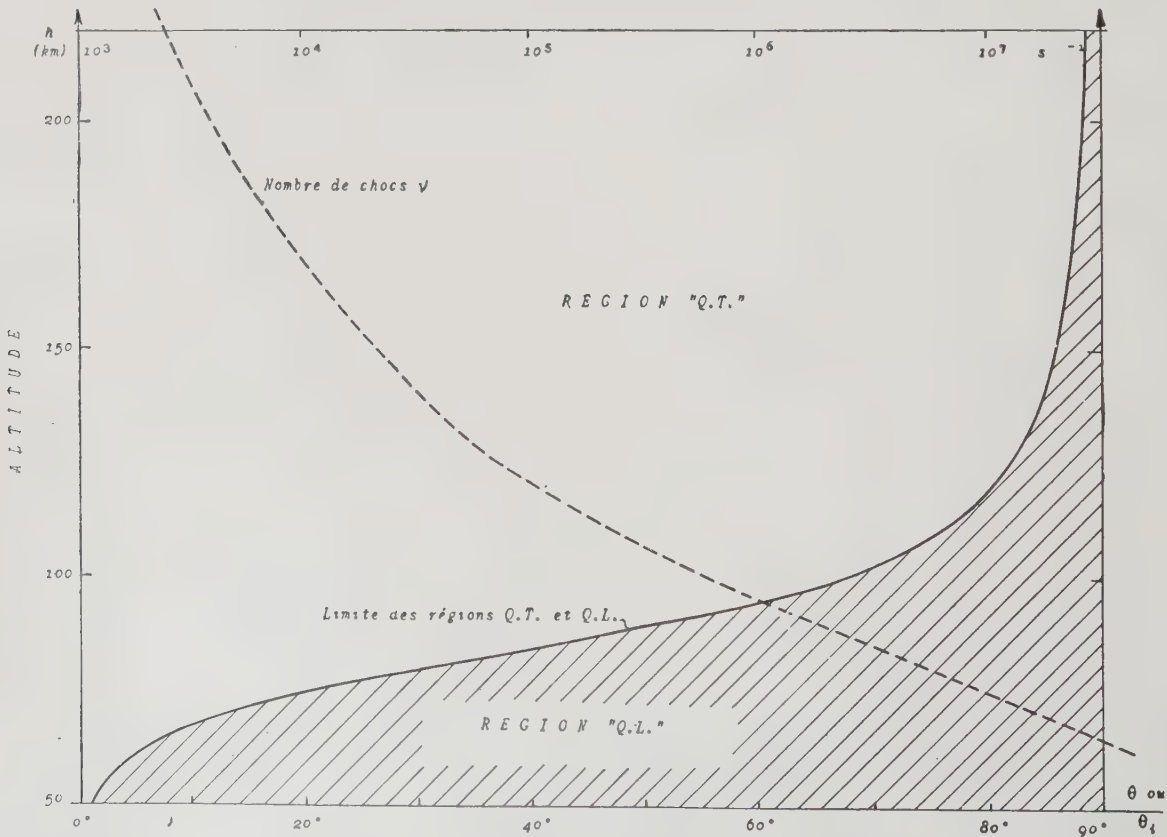


FIG. 3.2. — Limite en altitude des régions « Q. L. » et « Q. T. » de l'ionosphère, pour différentes valeurs de l'angle θ (ou θ_i).

régions de propagation Q. T. et Q. L. On admet actuellement que ν décroît presque exponentiellement avec l'altitude et passe de $1,5 \cdot 10^8$ environ à 50 km à $1,5 \cdot 10^3$ environ à 250 km.

Le nombre de chocs ν est indiqué en traits discontinus.

On voit que, pour les sondages verticaux, le type de propagation ionosphérique sera « Q. T. » aux altitudes situées au-dessus de la courbe en trait plein et « Q. L. » à celles situées au-dessous de cette courbe.

Pour la France ($\theta \sim 65^\circ$), la limite « Q. T. »-« Q. L. » se situe aux environs de $h = 100$ km, c'est-à-dire dans la région E.

Si la direction de la propagation de l'onde est oblique, faisant un angle $\hat{\Phi}$ avec la direction du champ magnétique terrestre, l'angle θ_i à considérer pour la détermination du type de propagation à l'aide de la figure 3.2, sera non plus l'inclinaison du

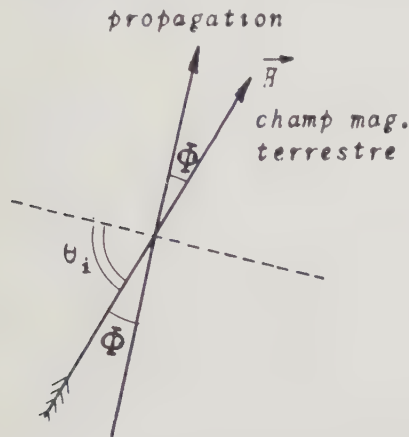


FIG. 3.3. — Relation entre les angles θ_i et Φ .

champ magnétique sur l'horizon, mais l'angle complémentaire de $\hat{\Phi}$ (voir fig. 3.3), soit :

$$\theta_i = 90^\circ - \hat{\Phi}.$$

Le type de propagation pourra donc être « Q. T. » même au voisinage du sol si $\hat{\Phi}$ est voisin de 90° . On pourra déterminer l'angle $\hat{\Phi}$ à partir de l'inclinaison θ du champ terrestre, de l'angle i de la direction de propagation avec l'horizon, et de l'angle ψ que fait le plan vertical contenant la direction de propagation avec le plan méridien magnétique par la relation :

$$\cos \Phi = \cos i \cdot \cos \theta \cdot \cos \psi + \sin i \cdot \sin \theta,$$

correspondant aux sens de propagation et du champ terrestre indiqués par la figure 3.4.

Remarquons enfin qu'en négligeant complètement l'influence des chocs, l'indice d'absorption devient nul et l'expression générale (1.1), se simplifie par disparition du terme imaginaire iZ . On obtient alors : $\varepsilon = \mu^2$ et μ s'annule pour $X = 1$ pour le rayon ordinaire et pour $X = 1 - Y$ pour le rayon extraordinaire, sauf dans le cas particulier où $\theta = 90^\circ$ ou

$\theta_i = 90^\circ$, lorsque μ devient nul pour $X = 1 + Y$ pour le rayon ordinaire et pour $x = 1 - Y$ pour le rayon extraordinaire. En d'autres termes, en négligeant l'influence des chocs, on admet que la propagation est constamment du type « Q. T. » sauf pour θ ou $\theta_i = 90^\circ$.

3.2. Les conditions de réflexion sous incidence normale.

On sait que, négligeant l'influence des chocs, on admet en première approximation que, sous incidence normale, l'onde « ordinaire » se propage jusqu'à une altitude ionosphérique à laquelle la valeur de la densité électronique N est telle que $X = 4\pi Ne^2 / m\omega^2 = 1$, et qu'il y a réflexion à ce niveau. En effet, l'indice μ est alors égal à zéro, de même que la vitesse de groupe. On déduit ainsi la densité électronique maximum de la couche $N_{\max}$ à partir de la fréquence critique f_c par la relation connue :

$$(3.2) \quad N_{\max} = 1,24 \cdot 10^4 f_c^2$$

où $N_{\max}$ est en électrons par cm^2 et f_c en Mc/s.

Dans le cas de l'ionosphère réelle, lorsque $\nu \neq 0$, le calcul montre que μ ne s'annule pour aucune valeur de X , c'est-à-dire de la densité électronique N . Il montre d'autre part que la vitesse de groupe, elle non plus, ne s'annule pour aucune valeur de X , de sorte que le niveau réel de la réflexion ionosphérique n'est pas déterminé.

On constate toutefois dans le cas « Q. T. » une chute rapide de μ au voisinage de $X = 1$, et sa réduction à une très faible valeur pour $X = 1 + Y$ dans le cas « Q. L. » pour l'onde ordinaire (voir fig. 3.1a). La chute de μ pour l'onde extraordinaire se produit dans les deux cas au voisinage de $X = 1 - Y$. Ce comportement de l'indice de réfraction conduit à penser que le mécanisme de la réflexion ionosphérique est essentiellement un mécanisme de réflexion partielle, dû à une quasi-discontinuité de cet indice (les pentes $d\mu/dX$ au voisinage de $X = 1$ ou de $X = 1 \pm Y$ sont en effet

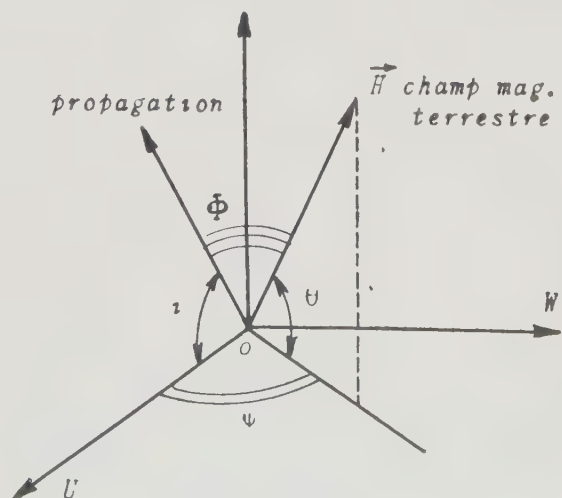


FIG. 3.4. — Relation entre les angles Φ , i , θ et ψ .

relativement importantes et bien plus fortes que celles indiquées sur la figure 3.1 représentant la variation de μ^2), et que c'est tout le long de cette discontinuité que se produit la réflexion avec un coefficient ρ d'autant plus élevé que d'une part le gradient $d\mu/dh$ de l'indice est plus fort et que, d'autre part, la valeur de l'indice μ est plus faible.

En effet, dans le cas simple d'une discontinuité brusque de l'indice μ , lorsque celui-ci passe d'une valeur μ_1 à une valeur μ_2 telle que $\mu_2 - \mu_1 = \Delta\mu$, la formule de FRESNEL, applicable en incidence normale, donne pour le coefficient de réflexion partielle, la valeur :

$$(3.) \quad \rho = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2 + \mu_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta\mu}{\mu},$$

qui correspond bien au coefficient de « diffusion » déduit de son côté (3.3) par H. BREMMER [3] à savoir :

$$(3.4) \quad \rho(h) = \frac{d}{dh} \left(\frac{1}{2} \text{Log} \frac{1}{\mu} \right) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \frac{d\mu}{dh}.$$

Ces relations montrent bien que la proportion d'énergie réfléchiée dépend à la fois du gradient et de la valeur de l'indice μ . Or, le calcul de $d\mu/dX$ à partir de (1.1) indique que ce rapport n'est jamais infini pour $v \neq 0$; la petitesse de μ doit donc être aussi déterminante que la grandeur de son gradient en ce qui concerne le coefficient de réflexion.

En définitive, nous pouvons dire qu'en présence des chocs, la condition de réflexion des rayons « ordinaire » et « extraordinaire » est que l'indice μ_o ou μ_e décroissent rapidement jusqu'à une valeur très faible.

Par analogie avec le cas où l'on néglige les chocs, on pourra alors raisonnablement admettre que dans le cas « Q. T. » le rayon « ordinaire » se réfléchit au voisinage de $X = 1$, tandis que dans le cas « Q. L. » sa réflexion a lieu au voisinage de $X = 1 + Y$, lorsque $\omega > \omega_H$.

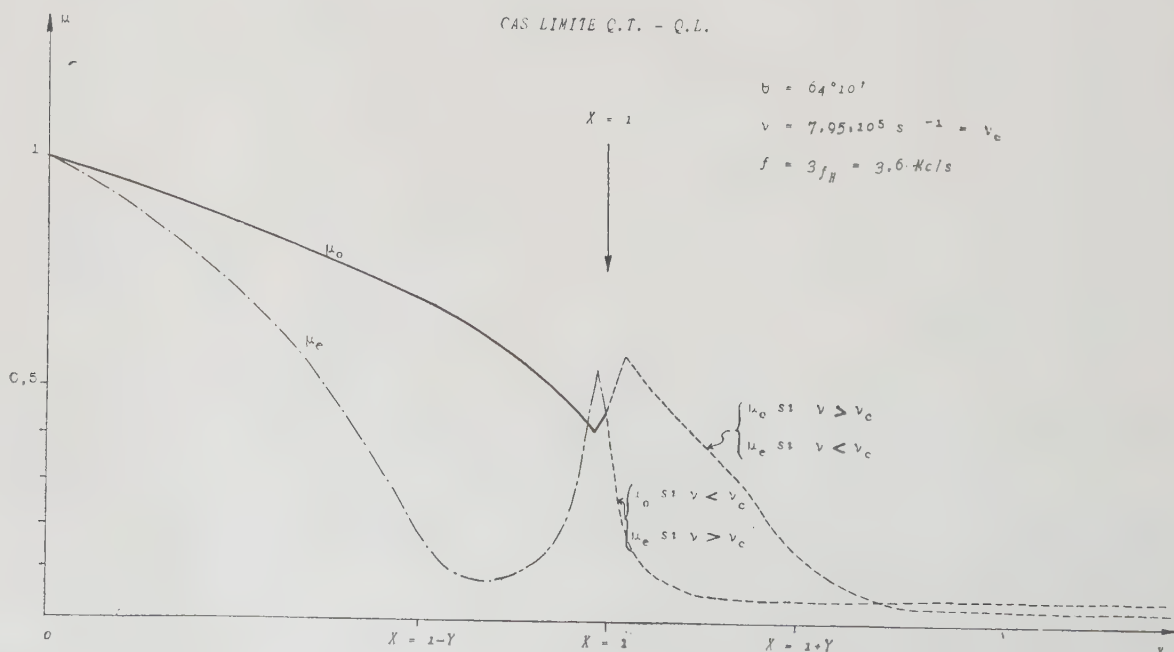


FIG. 3.6. — Variation de μ en fonction de X dans le cas limite « Q. L. »-« Q. T. » pour $f = 3,6$ Mc/s et $v_c = 0,8 \cdot 10^6$ s⁻¹.

3.3. Cas de la couche « E ».

La figure 3.2 montre qu'à l'altitude d'environ 100 km, où se forme la couche E, le nombre de chocs est d'environ 10^6 par seconde, et que la limite des régions « Q. T. »-« Q. L. » y passe pour une inclination du champ magnétique terrestre d'environ 65° .

A la latitude de Paris la propagation dans cette couche peut donc être tantôt « Q. T. » tantôt « Q. L. ». Ceci dépendra vraisemblablement de l'heure de la journée puisque l'on sait que c'est vers midi local que la couche E se forme à l'altitude la plus basse. Les sondages ionosphériques de Poitiers confirment bien cette manière de voir parce qu'ils accusent fréquemment vers le milieu de la journée un palier très net des fréquences critiques f_oE qui plafonnent à une même valeur durant plusieurs heures consécutives (voir fig. 3.5).

En effet, un tel comportement s'explique aisément si l'on se souvient que l'évaluation de la densité

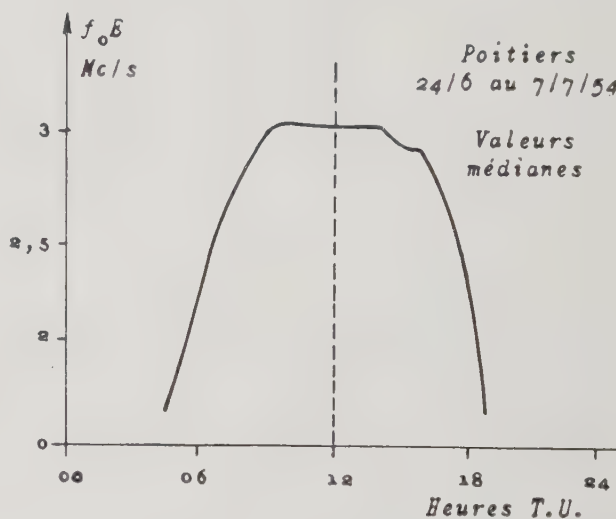


FIG. 3.5. — Variation de la f_oE à Poitiers en fonction de l'heure.

électronique maximum doit s'effectuer par la relation :

$$X = Ne^2 / \pi m f^2 = 1 + Y = 1 + f_H / f,$$

lorsque la propagation est du type « Q. L. » (c'est-à-dire vers midi local) et par la relation : $X = 1$, lorsque la couche est à une altitude élevée, c'est-à-dire dans la matinée et dans l'après-midi. D'autre part, ainsi que nous l'avons montré [6] les valeurs de $N_{\max}$ déduites des sondages de la couche E de Casablanca où la propagation est « Q. T. », dans cette couche ($\theta \sim 50^\circ$), se situent bien à distance zénithale solaire égale, entre les deux évaluations de $N_{\max}$ possibles à partir des sondages de Poitiers.

La figure 3.6 indique la variation de μ_0 et μ_e en fonction de X pour une fréquence de 3,6 Mc/s dans la couche E, dans le cas limite « Q. T. »-« Q. L. »

correspondant à $\nu_c = 0,8 \cdot 10^8$ et $\hat{\theta} = 64^\circ 10'$. Pour les valeurs de X supérieures à 1, les branches des courbes μ_0 et μ_e s'intervertissent suivant que $\nu = \nu_c \pm \varepsilon$, de telle sorte que la branche supérieure correspond à μ_e et la branche inférieure à μ_0 pour un nombre de chocs légèrement inférieur à ν_c (cas « Q. T. »), tandis que l'inverse a lieu pour un nombre de chocs légèrement supérieur à ν_c (cas « Q. L. »).

On voit bien sur ce graphique que dans le cas « Q. L. » l'indice μ_0 devient très petit au voisinage de $X = 1 + Y$ tandis que dans le cas « Q. T. », il devient très petit au voisinage de $X = 1$.

3.4. Cas de la couche « F2 » et effet de longitude.

Dans la partie supérieure de l'ionosphère, et en particulier dans la couche F2, le nombre de chocs ν s'abaisse aux environs de 10^3 et, sous incidence verticale, la propagation y est, en conséquence, du type « Q. T. », pratiquement pour toutes les régions du globe, à l'exception de celles voisines des pôles.

Il nous a paru intéressant néanmoins d'étudier de près la variation de μ au voisinage de $X = 1$ pour différentes valeurs de l'inclinaison θ du champ magnétique terrestre, et en particulier de rechercher si son comportement pouvait expliquer l'effet de longitude dans l'ionosphère, qui a rendu nécessaire, pour les prévisions, la division du globe en zones Est, Intermédiaire et Ouest.

On sait que les fréquences critiques de F2, à angle zénithal du soleil égal, diffèrent de manière appréciable de l'une de ces zones à l'autre, la zone Ouest étant celle où les fréquences critiques de F2 sont les plus basses.

En effet, si l'évaluation de la densité électronique de F2 devait être faite non par l'approximation habituelle négligeant l'influence des chocs (condition de réflexion $X = 1$ pour le rayon ordinaire) mais par une relation plus voisine de celle applicable dans le cas Q. L. ($X = 1 + Y$) pour les régions du globe à forte inclinaison du champ magnétique terrestre, cette anomalie ionosphérique s'expliquerait d'une manière analogue à celle de l'aplatissement de la courbe des fréquences critiques de la couche E dont

il a été question plus haut.

En admettant pour ν la valeur $1,5 \cdot 10^3$ — qui correspond à l'altitude de 250 km et à la couche F2, nous avons donc construit les courbes de variation de μ_0 en fonction de X à partir de $X = 1$ pour les inclinaisons θ du champ magnétique respectivement égales à :

0° ; 10° ; 30° ; 45° ; 60° ; 70° ; 80° ; ; $88^\circ 51'$ et 90°

et pour les fréquences suivantes : $f = f_H$ (soit 1,2 Mc/s) et $f = 2f_H$ (soit 2,4 Mc/s), $f = 3f_H$ (soit 3,6 Mc/s), $f = 5f_H$ (soit 6 Mc/s) et $f = 10f_H$ (soit 12 Mc/s).

Nous avons d'autre part calculé les valeurs de μ_0 pour $X = 1$, pour ces différentes valeurs de θ et ces diverses fréquences. Les figures 3.7, 3.8 à 3.16 représentent les courbes ainsi obtenues. Pour la valeur

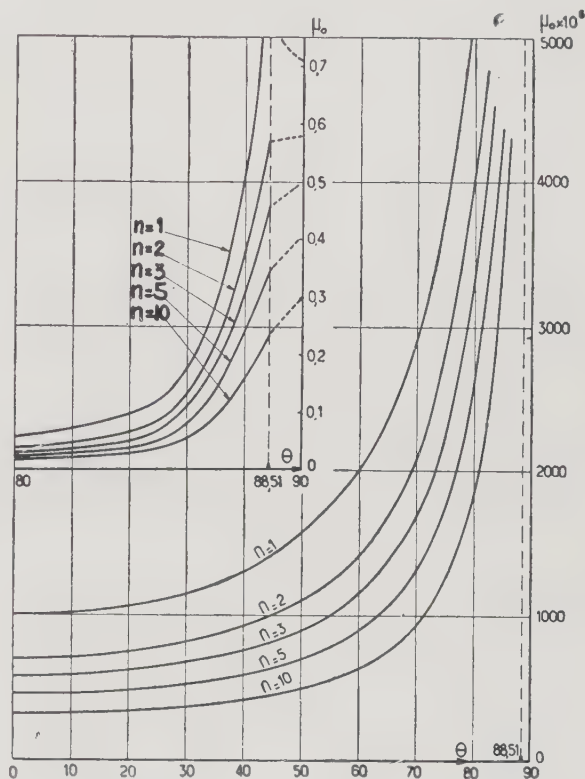


FIG. 3.7. — Valeurs de μ_0 en fonction de θ pour $X = 1$; $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

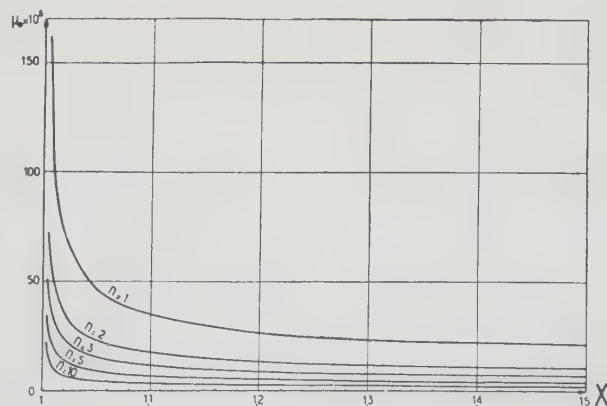


FIG. 3.8. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ pour différentes valeurs de $f = n/f_H$ et pour $\theta = 0^\circ$.

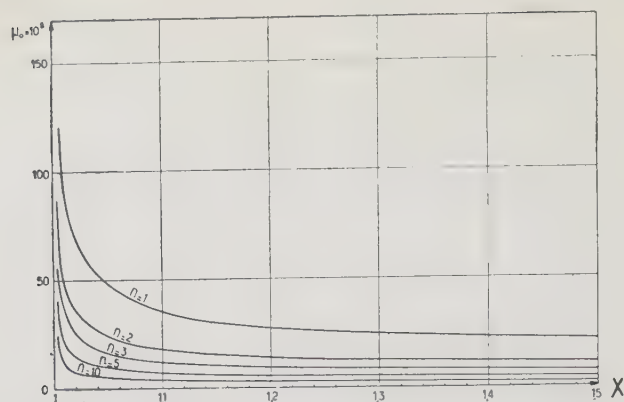


FIG. 3.9. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 10^\circ$.

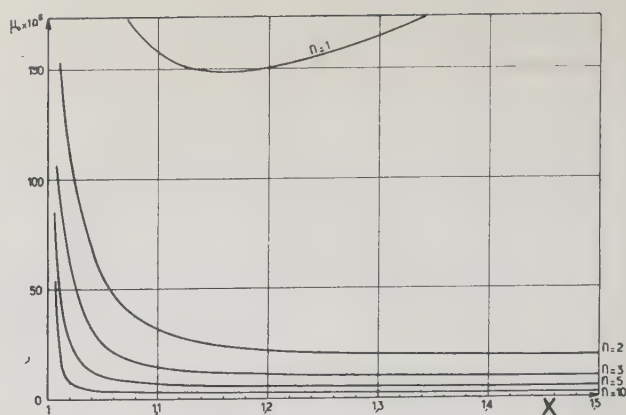


FIG. 3.13. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 70^\circ$.

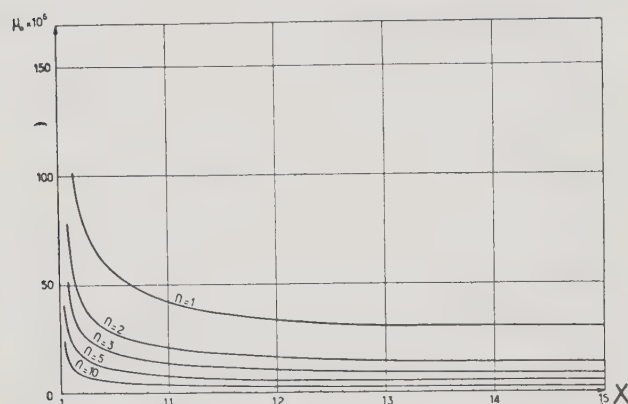


FIG. 3.10. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 30^\circ$.

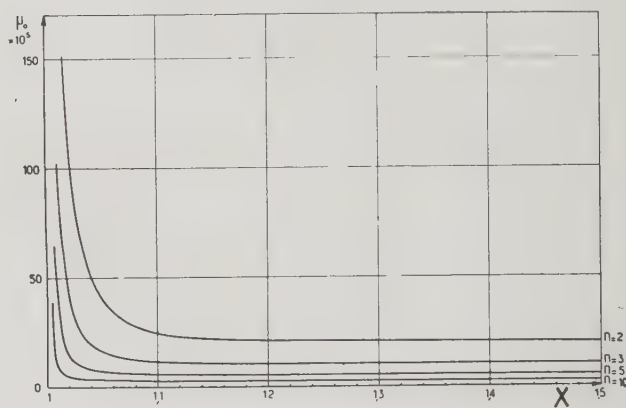


FIG. 3.14. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 80^\circ$.

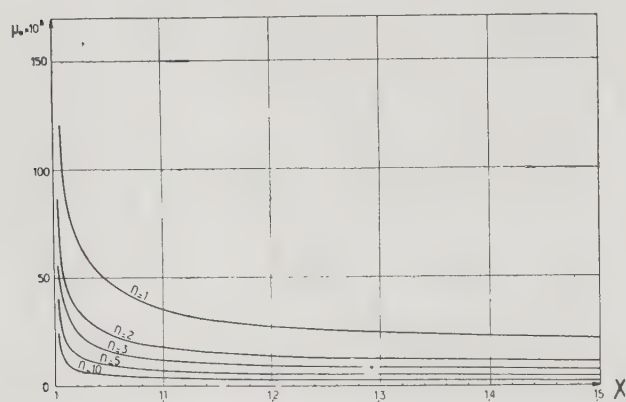


FIG. 3.11. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 45^\circ$.

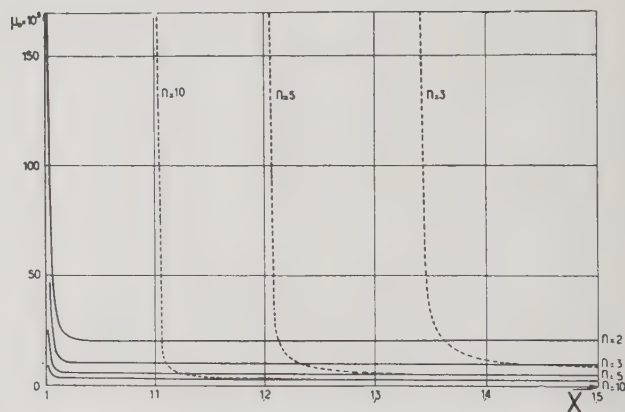


FIG. 3.15. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 88^\circ 51'$.

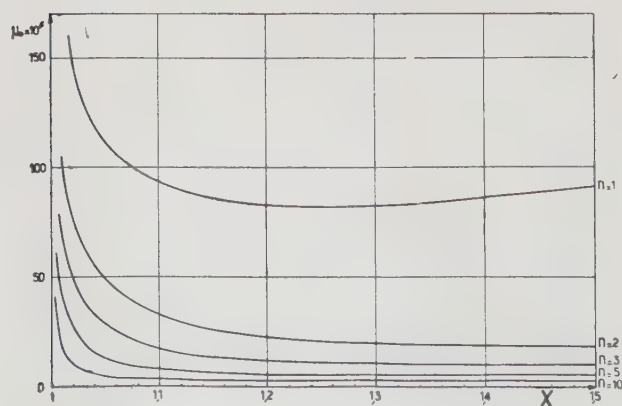


FIG. 3.12. — Valeurs de μ_0 en fonction de X pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 60^\circ$.

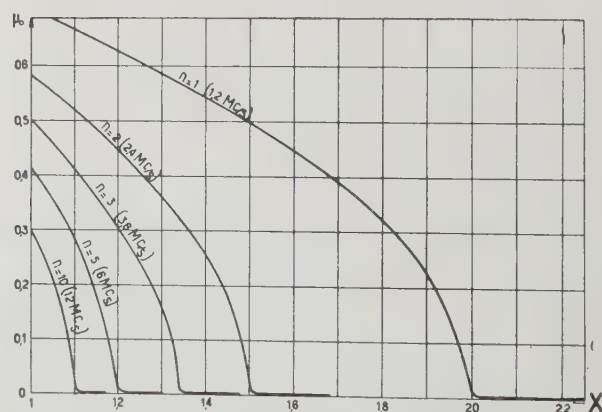


FIG. 3.16. — Valeurs de μ_0 en fonction de λ pour $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ et $\theta = 90^\circ$.

choisie du nombre de chocs, la limite « Q. T. »-« Q. L. » se présente pour $\theta = 88^\circ 51'$ et les courbes correspondant à ce cas (fig. 3.15), sont en trait plein pour ν légèrement inférieur à $1,5 \cdot 10^3$ (cas Q. T.) et en trait discontinu pour ν légèrement supérieur à cette valeur.

On constate sur ces graphiques le fait assez remarquable que les courbes de μ_0 pour les fréquences supérieures à la gyrofréquence f_H s'écartent de plus en plus de la verticale, passant par $X = 1$ lorsque croît l'inclinaison du champ terrestre, jusqu'à ce que celle-ci ait atteint une valeur voisine d'environ 70° . Elles se rapprochent ensuite de cette verticale pour des valeurs de θ supérieures, jusqu'à ce que l'on se trouve dans le cas limite « Q. T. »-« Q. L. », pour lequel les courbes sont le plus voisines de cette verticale ; elles « sautent » ensuite jusqu'au voisinage de la verticale, passant cette fois par $X = 1 + Y$ pour θ compris entre $88^\circ 51'$ et 90° .

On constate d'autre part que la valeur de μ_0 pour $X = 1$ augmente rapidement avec l'inclinaison θ . Comme l'indique la figure 3.7, pour $f = f_H$, μ_0 pour $X = 1$ passe de 0,01 à plus de 0,700 et pour $f = 5f_H$, de 0,004 à environ 0,350, lorsque θ varie de 0° à $88^\circ 51'$.

La validité de l'approximation $X = 1$ admise comme condition de réflexion de l'onde « ordinaire » semble donc douteuse même pour le cas « Q. T. » de la couche F2 et il y a tout lieu de croire que le coefficient de réflexion partielle maximum se situe au delà de $X = 1$ et pour une valeur de X d'autant plus grande que l'unité que, d'une part, l'incli-

fonction de l'inclinaison θ , pour la fréquence $f = 3f_H$ (soit 3,6 Mc/s) d'une part et pour $f = 2f_H$ (soit 2,4 Mc/s) d'autre part. On remarque la tendance générale des courbes à s'écarter le plus de la valeur $X = 1$ pour les valeurs de θ comprises entre 50° et 70° . Si l'on admet que pour $f = 3f_H$ le coefficient de réflexion partielle atteint son maximum pour μ_0 voisin de $25 \cdot 10^{-5}$, on voit que la valeur correspondante de X est de 1,06 pour $\theta = 0^\circ$ et de 1,12 pour $\theta = 65^\circ$, pour retomber à 1,06 pour $\theta = 88^\circ 51'$.

Comme la variable X est proportionnelle à la densité électronique N , il suit de ce qui précède qu'une couche ionisée située à l'équateur magnétique ($\theta = 0^\circ$) et ayant pour fréquence critique 3,6 Mc/s ne pourra plus réfléchir cette fréquence aux latitudes magnétiques voisines de 70° , où la densité électronique maximum requise pour cette réflexion est 1,12 N. En conséquence, l'effet de longitude atteindrait son maximum « Q. T. » aux environs de $\theta = 70^\circ$ et son maximum « Q. L. » pour $\theta > 88^\circ 51'$.

3.5. Autres manifestations de la réflexion partielle dans l'ionosphère.

Une discontinuité plus ou moins brusque de l'indice de réfraction, cause première de la réflexion partielle, se présente avec une netteté particulière à la base de la couche E normale, ainsi que l'ont montré les récents sondages par fusées effectués aux États-Unis [7] jusqu'à une altitude de 170 km. Il

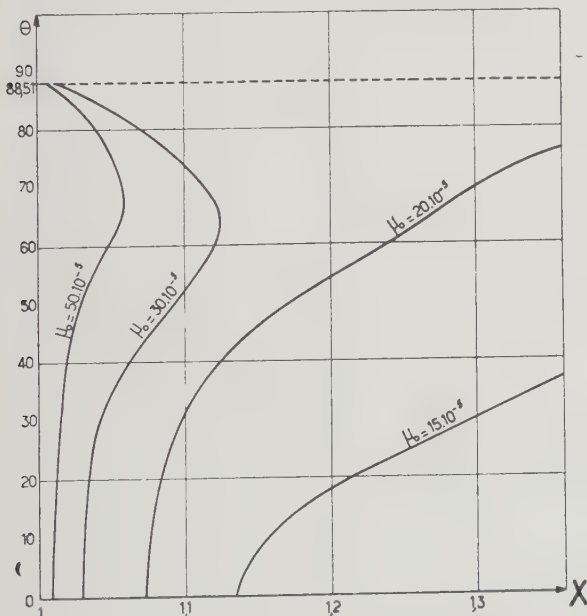


FIG. 3.17. — Valeurs de X en fonction de θ pour différentes valeurs fixes de μ_0 , pour $f = 3f_H$, $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

naison θ du champ magnétique terrestre est plus voisine de 70° et que, d'autre part, la fréquence considérée est moins élevée.

Pour mieux illustrer ce fait, nous avons représenté sur les figures 3.17 et 3.18 les valeurs de X atteintes par différentes valeurs fixes de μ_0 , en

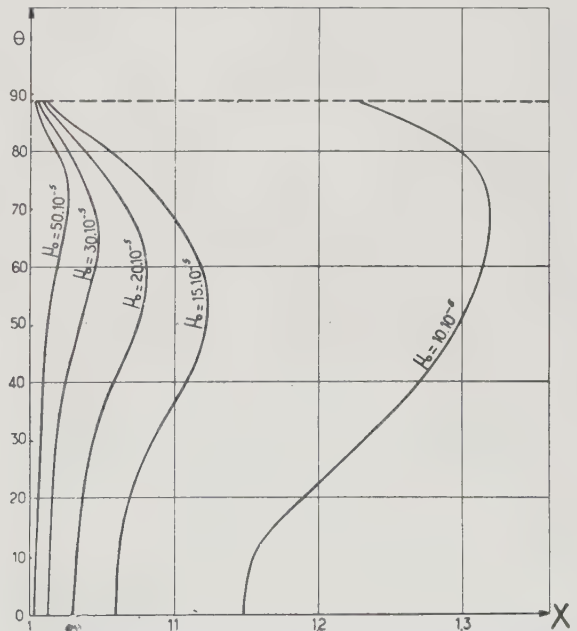


FIG. 3.18. — Valeurs de X en fonction de θ pour différentes valeurs fixes de μ_0 , pour $f = 2f_H$, $\nu = 1,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

n'est donc pas surprenant que le coefficient de réflexion $(1/2) (\Delta\mu/\mu)$ dû à cette discontinuité puisse prendre par moments des valeurs suffisamment élevées pour donner lieu à des échos sur des fréquences très supérieures à la fréquence critique de la couche E normale. Il n'est pas surprenant non

plus que, en présence d'un coefficient de réflexion partielle donné, des échos observables soient obtenus sur des fréquences d'autant plus grandes que la puissance de l'appareil de sondage est plus élevée.

Une telle explication des échos dits « sporadiques », généralement attribués à une couche « Es » à ionisation irrégulière, comportant des « noyaux » d'ionisation très dense dont l'origine n'est pas élucidée, apparaît comme beaucoup plus satisfaisante.

Il est à noter que le même mécanisme de réflexion partielle est susceptible de rendre compte de la stratification « feuilletée » fréquemment observée au sein de la couche E normale.

En effet, si une partie de l'énergie se trouve réfléchi vers le sol à partir de la base de E, l'autre partie traverse cette base pour atteindre la nouvelle quasi-discontinuité de l'indice de réfraction μ due à la densité électronique elle-même (au voisinage de $X = 1$ ou de $X = 1 \pm Y$). Une réflexion partielle s'y produit alors suivant le mécanisme habituel. L'onde ainsi réfléchi vers le sol rencontrant à nouveau la base de E peut y donner lieu à une réflexion « interne » dite « en M » qui peut se répéter plusieurs fois par un processus analogue. On conçoit que l'effet final sur le sondage de telles réflexions sera précisément cette structure feuilletée qu'il est difficile d'attribuer à une superposition effective de couches ionisées très minces. Notons enfin que les *changements de phase* qui caractérisent en général les réflexions partielles peuvent être à l'origine des anomalies de polarisation des échos en provenance de la base de E, rapportées par plusieurs auteurs [7].

CHAPITRE IV

L'ABSORPTION DANS LA COUCHE D. INFLUENCE DE L'INCLINAISON DU CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE ET DES CHOCS.

4.1. Formules générales et exemple d'application.

Nous avons vu au chapitre I que le coefficient K pour l'absorption « non-déviative », c'est-à-dire dans le cas où l'indice de réfraction μ de la région absorbante est voisin de l'unité, est donné par la relation :

$$(4.1) \quad K = \frac{\omega}{2c} \cdot \frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2}.$$

Nous avons vu d'autre part au chapitre I que lorsque la variable $X (= 4\pi Ne^2/m\omega^2)$ est voisine de zéro (μ voisin de 1), les valeurs de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$, dans le cas « Q. L. » comme dans le cas « Q. T. », sont données par :

$$(4.2) \quad \begin{aligned} \mathcal{X} &= -\frac{1}{X} \left[1 - \frac{C}{n} \left(\frac{a}{a^2 + 1} \mp \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \phi| + 1}{2}} \right) \right], \\ \mathcal{Y} &= +\frac{1}{nX} \left[Z_H + C \left(\frac{1}{a^2 + 1} \mp \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \phi| - 1}{2}} \right) \right], \end{aligned}$$

les signes supérieurs correspondant au rayon « ordinaire » et les signes inférieurs au rayon « extraordinaire ». Il est facile de voir que dans le cas où $\theta = 90^\circ$, c'est-à-dire de la propagation strictement « longitudinale », parallèle au champ magnétique terrestre, $Y_T = 0$ et en conséquence :

$$(4.3) \quad \mathcal{X} = -\frac{1}{X} \left[1 \pm \frac{\sin \theta}{n} \right] = -\frac{1}{X} \left[1 \pm \frac{\omega_L}{\omega} \right],$$

et $\mathcal{Y} = Z_H/nX = v/\omega X$, avec $\omega_L = \omega_H \sin \theta$.

En portant ces valeurs dans (4.1), on trouve la relation bien connue (voir par exemple [8]) :

$$(4.4) \quad K = \frac{2\pi e^2}{mc} \cdot \frac{Nv}{v^2 + (\omega \pm \omega_L)^2},$$

qui constitue l'approximation dite « longitudinale » du coefficient K , mais qui n'est évidemment correcte que si $\theta = 90^\circ$.

Dans le cas où $\theta = 0^\circ$, c'est-à-dire de la propagation « transversale », normale au champ terrestre, on a :

$$\begin{aligned} &\left\{ \begin{aligned} \mathcal{X} &= -1/X, \\ \mathcal{Y} &= Z_H/nX = v/\omega X; \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{pour le rayon} \\ &\text{« ordinaire »} \end{aligned} \\ \text{et} \quad &\left\{ \begin{aligned} \mathcal{X} &= -\frac{1}{X} \left[1 - \frac{2C}{n} \cdot \frac{a}{a^2 + 1} \right], \\ \mathcal{Y} &= \frac{1}{nX} \left[Z_H + 2C \frac{1}{a^2 + 1} \right]. \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{pour le rayon} \\ &\text{« extraordinaire »} \end{aligned} \end{aligned}$$

Ces deux dernières expressions ne sont évidemment exactes que pour $\theta = 0^\circ$ lorsque $C = 1/2Z_H$ mais constituent l'approximation « transversale » du coefficient K .

Exemple d'application.

En prenant $f = 3f_H = 3,6$ Mc/s ; $v = 5 \cdot 10^6$ s⁻¹ ; N (dans la couche D) = 10^3 électrons/cm³ on trouve respectivement pour les rayons « ordinaire » et « extraordinaire » les valeurs suivantes :

— Pour $\theta = 0^\circ$ (propagation transversale) :

$$K_0 = 0,049 ; K_e = 0,067 \text{ par km.}$$

— Pour $\theta = 45^\circ$

$$K_0 = 0,035 ; K_e = 0,089 \text{ par km.}$$

— Pour $\theta = 90^\circ$ (propagation longitudinale) :

$$K_0 = 0,028 ; K_e = 0,105 \text{ par km.}$$

— On voit combien est importante l'augmentation de l'absorption avec l'inclinaison du champ magnétique terrestre pour le rayon « extraordinaire » et au contraire, combien l'est sa diminution avec l'inclinaison θ pour le rayon « ordinaire ».

Il en résulte une illégitimité manifeste d'appliquer sans discernement les valeurs de l'absorption conclues à partir de mesures à la verticale au cas des trajets réels des télécommunications en incidence oblique dans les azimuts et des angles de site variables [9].

4.2. Valeurs d'absorption dans la couche D. Résultats essentiels.

Les valeurs de l'absorption non-déviative dans la couche D ont été récemment calculées à partir des

relations (4.2) pour différentes fréquences et différentes valeurs du nombre de chocs ν et de l'inclinaison du champ magnétique terrestre sur la direction de propagation [10].

Les résultats suivants se trouvent ainsi mis en évidence.

(a) L'inclinaison du champ magnétique terrestre par rapport à la direction de propagation a une influence considérable sur la valeur de l'absorption dans la couche D, surtout pour les fréquences voisines de la gyrofréquence (1,2 Mc/s environ) *de sorte que la loi simple « du cosinus » n'est pas applicable*. Ainsi, par exemple, pour une fréquence de $3 \times 1,2 = 3,6$ Mc/s, l'absorption passe : (pour une densité $N = 10^3$ électrons/cm³ et un nombre de chocs $\nu = 10^7$ par seconde) : de 0,76 dB/km à 0,45 dB/km pour l'onde ordinaire et de 0,93 dB/km à 1,40 dB/km pour l'onde « extraordinaire », lorsque la direction de propagation passe de « transversale » (perpendiculaire au champ magnétique terrestre) à « longitudinale » (parallèle au champ magnétique terrestre).

(b) La différence entre les valeurs de l'absorption subie par l'onde « ordinaire » et « extraordinaire » est la plus grande pour la gyrofréquence et pour une direction de propagation parallèle au champ magnétique terrestre.

Ainsi (toujours pour $N = 10^3$ électrons/cm³ et $\nu = 10^7$ par seconde), l'absorption subie par l'onde de 1,2 Mc/s environ est de : 1,40 dB/km pour le rayon « ordinaire », 4,60 dB/km pour le rayon « extraordinaire ».

La différence entre les valeurs de l'absorption de l'onde « ordinaire » et « extraordinaire » s'accroît très rapidement lorsque le nombre de chocs diminue.

(c) Au contraire, lorsque la propagation est « transversale » (normale au champ terrestre) et que la fréquence est nettement supérieure à la gyrofréquence, il n'y a pratiquement pas de différence entre les valeurs de l'absorption des deux composantes « ordinaire » et « extraordinaire ».

Ainsi par exemple (pour les mêmes caractéristiques que ci-dessus de la couche D), et pour une fréquence de 6 Mc/s, l'absorption des ondes « ordinaire » et « extraordinaire » est respectivement de 0,303 dB/km et de 0,334 dB/km ; pour une fréquence de 12 Mc/s, ces valeurs passent à 0,080 dB/km pour l'« ordinaire » et à 0,082 pour l'« extraordinaire » (tandis que dans le cas « longitudinal » l'absorption sur 12 Mc/s est de 0,066 dB/km pour l'« ordinaire » et de 0,098 dB/km pour l'« extraordinaire »).

(d) Pour les fréquences de trafic courantes, utilisées sur les grandes distances ($f > 10$ Mc/s), les composantes « ordinaire » et « extraordinaire » subissent sensiblement la même absorption dans les liaisons *est-ouest*, pratiquement « transversales » (perpendiculaires au champ magnétique terrestre), de sorte que les calculs de MUF pour ces liaisons peuvent s'effectuer à partir de la composante « extraordinaire » dont la réflexion nécessite une densité

électronique maximum moins élevée que la composante « ordinaire » : le pessimisme des prévisions actuelles de MUF pour ces liaisons (basées sur la composante « ordinaire ») confirme bien cette conclusion.

(e) Les mesures d'absorption sous incidence verticale faites sur une fréquence voisine de la gyrofréquence sont pratiquement affranchies de l'influence de l'onde « extraordinaire » dont l'absorption est très grande sur ces fréquences : l'absorption élevée de l'onde « extraordinaire » doit d'ailleurs se manifester même de nuit (du fait de l'existence de la couche E nocturne) sur les fréquences très voisines de la gyrofréquence.

CHAPITRE V

INFLUENCE SUR LES SONDAGES IONOSPHERIQUES VERTICAUX DE LA LIMITE DES RÉGIONS « Q.L.-Q.T. ».

5.1. Altitude de la limite des régions « Q. T.-Q. L. » pour les sondages verticaux.

Afin de mieux préciser cette altitude, déjà indiquée approximativement au chapitre III, nous ferons appel aux données sur le nombre de chocs ν à diverses altitudes, telles qu'elles ressortent :

a) des Comptes Rendus du Symposium ionosphérique de Cambridge de septembre 1954 [11] ;

b) de la Circulaire 462 du National Bureau of Standards [12].

La figure 5.1 reproduit ces données jusqu'à une altitude d'environ 120 km, en admettant une décroissance quasi exponentielle de ν avec l'altitude.

Il est aisé de voir d'après (3.1) que pour la France (Chambon-la-Forêt, $\theta = 64^\circ 10'$) $\nu_c = 7,95 \cdot 10^5$ pour les sondages sous incidence verticale, ce qui correspond à une altitude d'environ 88 km (point A) avec les estimations de Cambridge, et à une altitude d'environ 100 km (point B) avec celles de la Circulaire 462.

On peut donc admettre que pour un sondage vertical fait en France cette altitude se situe, en moyenne, à 95 km.

Notons que pour une inclinaison du champ magnétique terrestre de 65° , $\nu_c = 7,42 \cdot 10^5$ et que pour une inclinaison de 70° , $\nu_c = 4,67 \cdot 10^5$ s⁻¹ seulement.

Pour cette dernière inclinaison, d'après la moyenne des évaluations de ν , la région « Q. L. » s'étendrait donc jusqu'à près de 100 km d'altitude.

5.2. Évaluation correcte de la densité électronique dans la couche E.

On sait que la couche E est une couche mince dont la demi-épaisseur est de l'ordre de 10 km, et dont le maximum d'ionisation se situe aux environs de 100 km d'altitude.

Son évolution diurne est très voisine de celle d'une couche de CHAPMAN, puisque, se formant au lever du soleil à une altitude de 120 km environ, cette

couche descend régulièrement jusqu'à 95 et même 90 km d'altitude vers le milieu de la journée locale, pour remonter dans la soirée aux environs du 120 km après avoir laissé son faible résidu nocturne.

Durant les éclipses, l'angle zénithal demeurant

$X = 1 + Y = 1 + f_H/f$, (5.2). dans la région « Q. L. »

La fréquence critique de la couche sera donc donnée par $f_c^2 = N_{\max}e^2/\pi m$ seulement si $N_{\max}$ se trouve dans la région « Q. T. ».

Pour mieux nous rendre compte de la manière

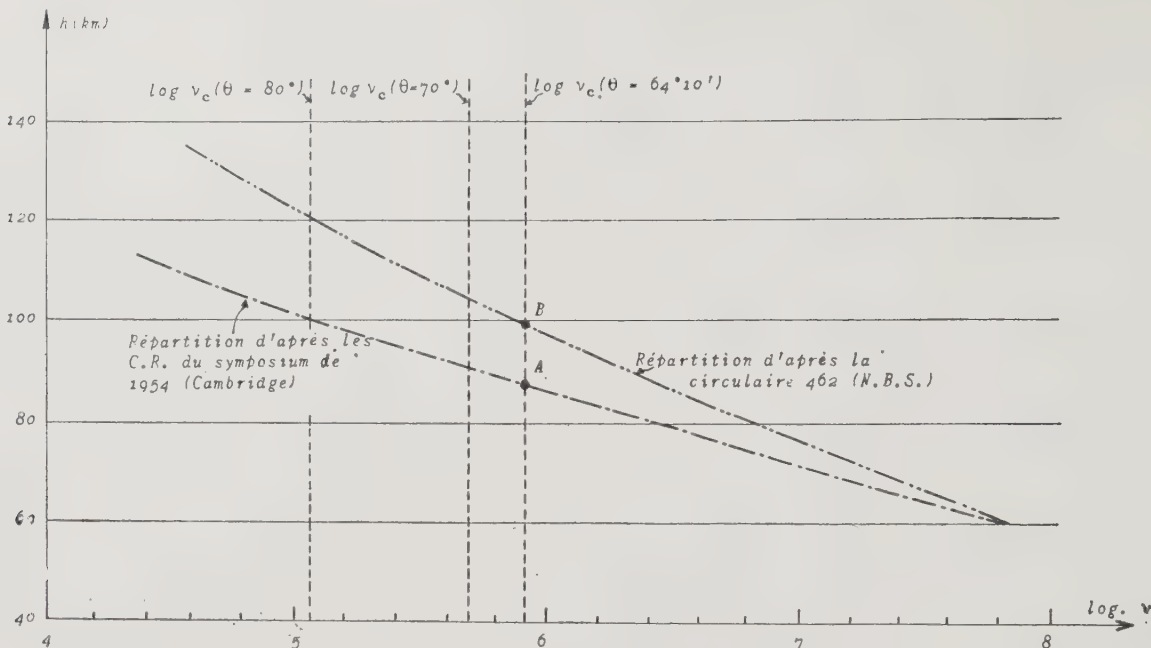


FIG. 5.1. — Répartition du nombre de chocs subis par les électrons en fonction de l'altitude.

sensiblement le même, seule la densité électronique de E se modifie rapidement, son altitude restant pratiquement inchangée.

Considérons alors la couche E comme une couche à répartition parabolique de sa densité électronique dont le maximum est aux environs de 100 km

dont varie l'indice de réfraction μ lorsqu'on passe de la région « Q. L. » à la région « Q. T. » nous avons calculé sa variation pour les rayons « ordinaire » et « extraordinaire » dans les 3 cas suivants pour l'inclinaison θ du champ magnétique terrestre de $64^\circ 10'$ et la fréquence $f = 3f_H = 3,6$ Mc/s :

- (1) $\nu = 1,5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ (cas « Q. T. ») fig. 5.3a,
- (2) $\nu = \nu_c = 7,95 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ (cas « limite ») fig. 5.3b,
- (3) $\nu = 1,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ (cas « Q. L. ») fig. 5.3c.

Notons à propos de la figure 5.3b (cas « limite Q. T.-Q. L. ») que pour ν très légèrement supérieur à ν_c , la courbe représentative de la variation de l'indice de réfraction μ_0 de l'onde « ordinaire » pour $X > 1$ est la courbe supérieure du graphique tandis que pour ν très légèrement inférieur à ν_c , la courbe de μ_0 pour $X > 1$ est la courbe inférieure du graphique.

Il est bien évident que pour la densité électronique N_L correspondant à l'altitude limite AB, le type de variation est celui de la figure 5.3b.

L'onde qui pénètre la couche E de la figure 5.2 se propage évidemment d'abord suivant le mode « Q. L. » correspondant à la figure 5.3c.

Plusieurs cas sont alors à considérer :

(a) si la densité électronique N_L correspond à une valeur X_L de X inférieure à l'unité, l'altitude limite AB correspond à la verticale A_1B_1 de la figure 5.3b ; au delà de X_L , la propagation est du type « Q. T. » de la figure 5.3a, et μ_0 tombe à une très petite valeur pour $X = 1$, ce qui revient à dire que l'approximation de réflexion classique : $X = 1$ est dans ce cas valable ;

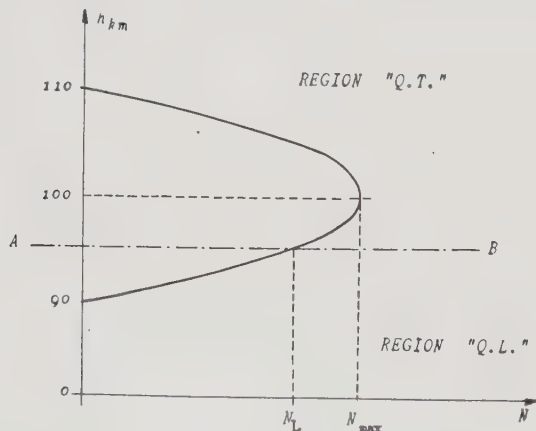


FIG. 5.2. — Répartition théorique de la densité électronique en fonction de l'altitude dans la couche E ; couche plongée par sa base dans la région « Q. L. ».

d'altitude (fig. 5.2) et supposons que la limite des régions « Q. L. » et « Q. T. » se situe à 95 km, en AB.

Soient respectivement $N_{\max}$ et N_L les densités électroniques maximum de la couche et celle correspondant à l'altitude AB.

D'après ce que l'on a vu plus haut (chap. III), la condition de réflexion approximative d'une onde de fréquence $f = \omega/2\pi$ est : $X = 4\pi Ne^2/m\omega^2 = 1$, ou encore $Ne^2/\pi m = f^2$, (5.1) dans la région « Q. T. » et

(b) si la densité électronique N_L correspond à une valeur X_L de X égale à l'unité, l'altitude limite AB correspond à la verticale $A_2 B_2$ de la figure 5.3b ; au delà de X_L la propagation est encore du type « Q. T. » et μ_0 tombe à une très petite valeur presque aussitôt ;

figure 5.3b ; en deçà de $A_3 B_3$, l'indice μ_0 varie suivant le type « Q. L. » de la figure 5.3c, et garde même pour $X = 1$ une valeur appréciable ; il tombe toutefois rapidement le long de $A_3 B_3$, c'est-à-dire pour une valeur de X égale à X_L , pour rejoindre par

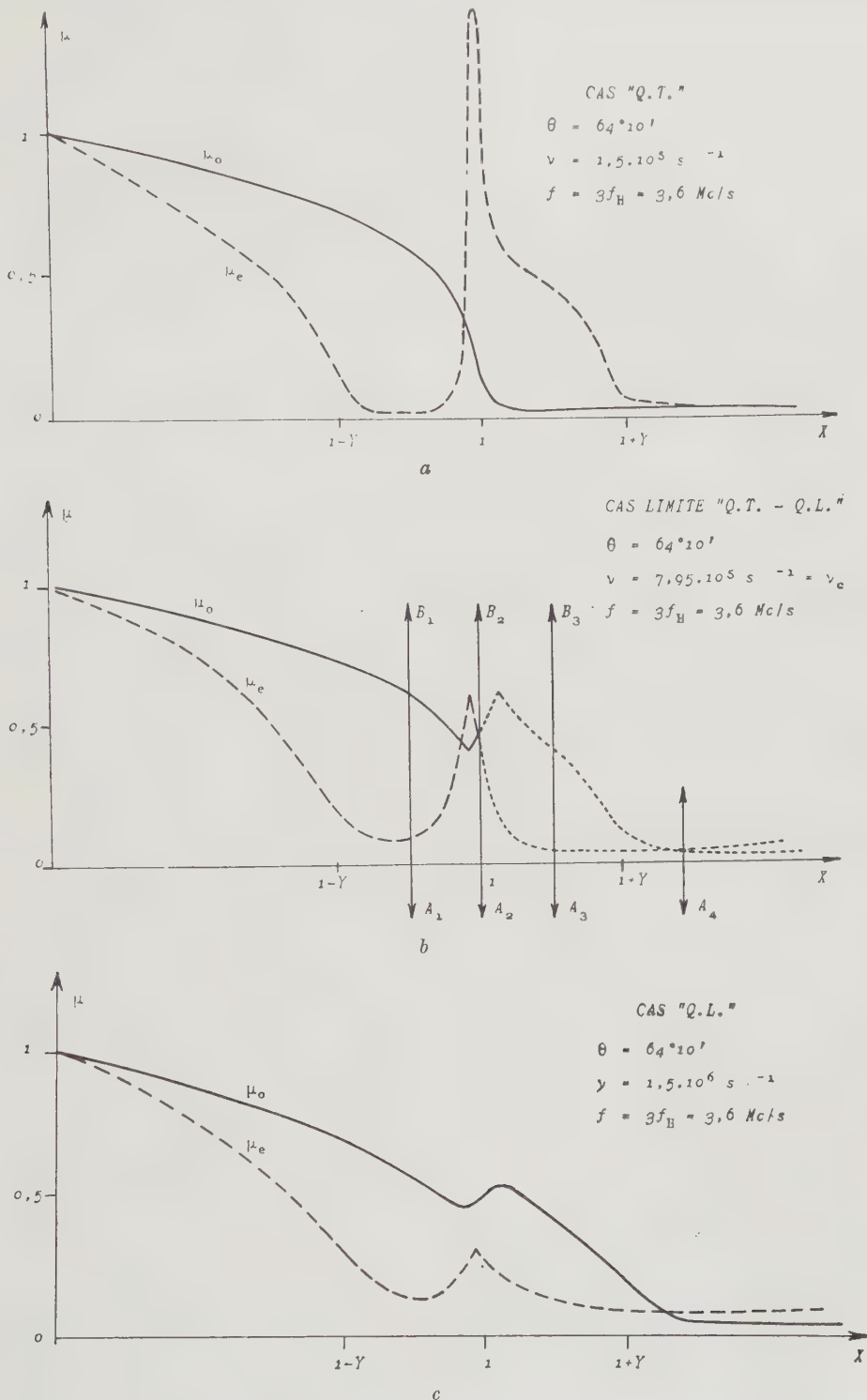


FIG. 5.3. — Variation des indices de réfraction μ_0 et μ_e en fonction de X pour $\theta = 64^{\circ}10'$ dans les 3 cas : « Q. T. », limite « Q. L. »-« Q. T. » et « Q. L. ».

l'approximation de réflexion classique $X = X_L = 1$ reste valable également dans ce cas ;

(c) si la densité électronique N_L correspond à une valeur X_L de X assez supérieure à l'unité, l'altitude AB correspond à la verticale $A_3 B_3$ de la

cette discontinuité le type de propagation « Q. T. » de la figure 5.3a ; puisqu'il y a chute brusque de l'indice μ_0 non pour $X = 1$ mais pour $X = X_L$, on peut estimer que la condition de réflexion classique $X = 1$ cesse dans ce cas d'être applicable à

l'onde « ordinaire » et doit être remplacée par :

$$(5.3) \quad X = X_L \text{ avec } 1 < X_L < 1 + Y;$$

(d) enfin si la densité électronique N_L correspond à une valeur X_L de X supérieure à $1 + Y$, l'altitude AB correspond à la verticale A_4B_4 de la figure 5.3b, et μ_0 devient très petit pour $X = 1 + Y$ en deçà de A_4B_4 où le type de propagation est « Q. L. » comme dans la figure 5.3c ; il s'ensuit que dans ce cas la condition de réflexion classique $X = 1$ n'est pas applicable et doit être remplacée pour l'onde « ordinaire » par : $X = 1 + Y$.

Il est important de noter que dans les trois cas « Q. T. », « Q. L. » (5.2) et « limite Q. L.-Q. T. » l'indice μ_e de l'onde « extraordinaire » tombe à une très petite valeur pour : (5.4) $X = 1 - Y$.

Une évaluation correcte de la densité électronique dans la couche E en fonction de l'altitude ne peut donc en général être faite qu'à partir du niveau de réflexion de la composante extraordinaire, au moyen de la condition (5.4).

En ce qui concerne les fréquences critiques « ordinaires » de la couche E, l'existence de l'altitude de transition AB au-dessus du niveau de densité électronique maximum peut se traduire par un « plafonnement » apparent de ces fréquences critiques au milieu de la journée, lorsque la couche E se trouve à son niveau le plus bas (voir plus loin § 5.4).

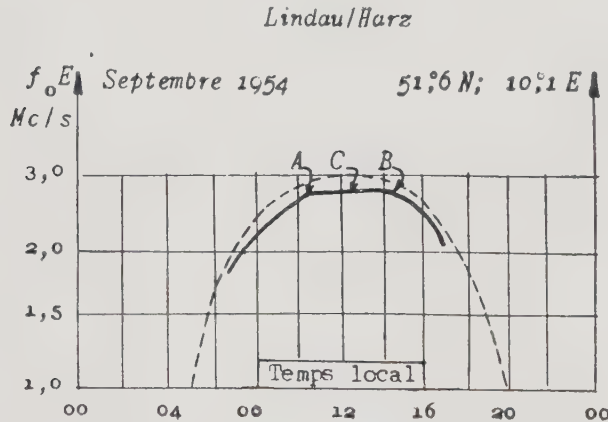


FIG. 5.4. — Variation de la f_oE à Lindau-Harz en fonction de l'heure.

Tel est précisément le cas pour le f_oE à Poitiers [6], et dans beaucoup de stations de sondage de latitude moyenne, comme par exemple encore celle de Lindau en Allemagne (voir fig. 5.4).

À la lumière de ce qui précède, le plafond AB de la figure 5.4 correspond aux heures où il y a « anomalie Q. L. » de la propagation, lorsque la couche E est la plus basse et se trouve « plongée » dans la région « Q. L. ». On peut dire en effet que les points A et B correspondent à la valeur $X = X_L = 1$, mais que les points tels que C correspondent à $X = X_L$ avec $1 < X_L < 1 + Y$.

L'erreur d'évaluation de la densité électronique maximum peut évidemment atteindre dans ce cas la valeur $Y = f_H/f$ c'est-à-dire 30 % si $f_H = 1,2$ Mc/s et $f = 3,6$ Mc/s.

5.3. Effet du niveau de transition Q. T.-Q. L. sur les sondages ionosphériques.

La présence d'un niveau de transition « Q. T.-Q. L. » à une altitude déterminée au-dessus d'une station de sondage ionosphérique à incidence verticale, altitude qui dépend de l'inclinaison du champ magnétique terrestre en cette station, peut affecter diversement l'allure des enregistrements de la couche E.

Nous distinguerons les cas suivants.

(a) La couche E (que nous supposons toujours à répartition parabolique de sa densité électronique) se trouve entièrement dans la région « Q. T. » supérieure. Il est évident que, dans ce cas, les conditions de réflexion sont approximativement les conditions classiques pour toutes les fréquences réfléchies soit : $X = 1$ pour l'onde « ordinaire » et $X = 1 - Y$ pour l'onde « extraordinaire », celle-ci se réfléchissant à un niveau inférieur.

Les traces du rayon « ordinaire » et « extraordinaire » seront « normales » et la différence des fréquences critiques f_zE et f_oE sera aux latitudes moyennes de l'ordre de $f_H/2$ soit de 0,6 Mc/s environ.

(b) La couche E est plongée par sa base dans la région Q. L. (fig. 5.2).

Dans ce cas, la propagation est du type « Q. L. » jusqu'au niveau AB correspondant à la densité électronique N_L .

La fréquence la plus élevée se réfléchissant suivant le mode « Q. L. » est évidemment celle qui correspond à la condition :

$$X = 1 + Y, \text{ c'est-à-dire :}$$

$$X = N_L e^2 / \pi m f_L^2 = 1 + f_H / f_L,$$

d'où :

$$f_L^2 + f_L f_H - N_L e^2 / \pi m = 0.$$

Cette fréquence a pour valeur :

$$(5.5) \quad f_L = \frac{1}{2} \left(-f_H + \sqrt{f_H^2 + \frac{4N_L}{1,24 \cdot 10^4}} \right),$$

si f_H est exprimé en Mc/s et N_L en électrons par cm^3 .

C'est évidemment une fréquence inférieure à celle qui aurait été réfléchiée à ce niveau suivant le mode « Q. T. » et qui est donnée par l'expression classique

$$(5.6) \quad f_T = \sqrt{\frac{N_L}{1,24 \cdot 10^4}}.$$

Considérons alors une fréquence f_1 peu supérieure à f_L . Il est évident que pour cette fréquence la densité électronique N_L (niveau AB) correspondra à une valeur de X (c'est-à-dire de $4\pi N_L e^2 / m \omega^2$) inférieure à $1 + Y$, et la courbe de variation des indices de réfraction μ_0 et μ_e se présentera comme suit (fig. 5.5a).

Il y aura donc une forte discontinuité de l'indice μ_0 à la traversée du niveau AB.

C'est à ce niveau AB que se réfléchiront par conséquent toutes les fréquences comprises entre f_L et la fréquence f_T pour laquelle la densité électronique N_L

correspond à $X = 1$, c'est-à-dire au mode purement « Q. T. ».

Il en résulte que l'enregistrement de sondage h'_f pour l'onde « ordinaire », devra accuser à partir de la fréquence f_L et jusqu'à la fréquence f_T une trace presque en palier, ab , la fréquence critique f_c à

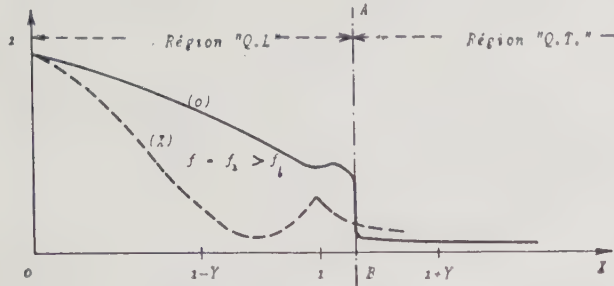


FIG. 5.5a. — Variation de l'indice de réfraction pour une fréquence supérieure à f_L dans une couche plongée par sa base dans la région « Q. L. ».

tangente verticale correspondant à la densité électronique N_{max} (fig. 5.5b).

Si le niveau de densité N_{max} est voisin du niveau AB de densité N_L , mais situé au-dessus de celui-ci, la fréquence critique f_c sera tout de même réfléchié suivant le mode « Q. T. », les courbes repré-

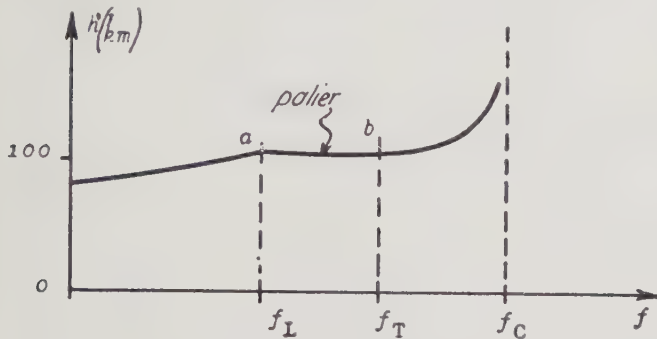


FIG. 5.5b. — Trace du sondage ionosphérique devant correspondre à une couche E plongée par sa base dans la région « Q. L. ».

sentatives des indices μ_0 et μ_e pour cette fréquence étant celles de la figure 5.6.

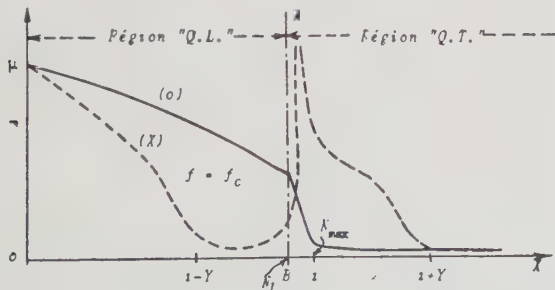


FIG. 5.6. — Variation de l'indice de réfraction pour une fréquence égale à la fréquence critique d'une couche plongée dans la région « Q. L. » presque jusqu'au niveau N_{max} .

L'évaluation de N_{max} à partir de la fréquence critique f_c devra donc encore s'effectuer par la relation classique $X = 1$ pour l'onde « ordinaire » et $X = 1 - Y$ pour l'« extraordinaire ». L'écartement des fréquences f_x et f_0 sera toujours d'environ 0,6 Mc/s.

(c) La couche E est plongée dans la région « Q. L. » jusqu'à son niveau d'ionisation maximum.

Dans ce cas, le niveau AB correspond au niveau de $NZ\hat{u}$. Or nous avons vu (fig. 5.5) que toutes les fréquences comprises entre f_L et f_T se réfléchissent à ce niveau AB.

Il s'ensuit que le niveau de densité électronique N_{max} , s'il coïncide avec le niveau de transition entre les régions « Q. T. » et « Q. L. » réfléchira toute

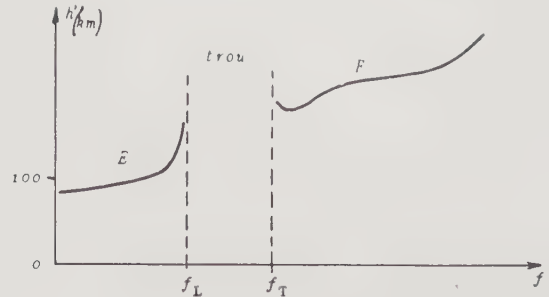


FIG. 5.7. — Trace du sondage ionosphérique devant correspondre à une couche E plongée dans la région « Q. L. » jusqu'à son niveau d'ionisation maximum : « trou ».

la bande de fréquences comprises entre f_L correspondant à l'évaluation « longitudinale » de f selon la relation (5.5) et la fréquence f_T correspondant à l'évaluation « transversale » de f , selon la relation (5.6), à partir de la densité électronique N_{max} .

Étant donné qu'il s'agit là du maximum d'ionisation d'une couche à répartition parabolique, le retard subi par toutes ces fréquences sera très grand et la courbe du sondage accusera un « trou » entre f_L et f_T .

L'évaluation de N_{max} devra donc s'effectuer, pour le rayon « ordinaire », par la relation :

$$X = N_{max} 4\pi e^2 / m\omega_L^2 = 1 + |H|/L,$$

à partir de la fréquence f_L , et par la relation $X = N_{max} 4\pi e^2 / m\omega_T^2 = 1$, à partir de la fréquence f_T , les deux évaluations devant évidemment donner le même résultat.

Si $f_T = 3,6$ Mc/s, on aura

$N_{max} = 1,24 \cdot 10^4 \times (3,6)^2 = 16,07 \cdot 10^4$ électrons/cm³ et donc :

$$f_L = \frac{1}{2} - f_H^{-1} \sqrt{f_H^2 + \frac{4N_{max}}{1,24 \cdot 10^4}} = 3,05 \text{ Mc/s},$$

et le « trou » sur l'enregistrement devra s'étendre sur 0,55 Mc/s environ.

(d) La couche E est plongée dans la région « Q. L. » jusqu'au delà du niveau d'ionisation maximum.

Dans ce cas (fig. 5.8), toutes les fréquences qui se réfléchissent sur la partie inférieure de la couche E, y compris celle (f_L) qui se réfléchit au niveau N_{max} , le font suivant le mode « Q. L. » c'est-à-dire pour :

$$X = 1 + Y$$

en ce qui concerne l'onde « ordinaire » et pour :

$$X = 1 - Y$$

pour l'onde « extraordinaire », la différence des fréquences critiques $f_x E$ et $f_0 E$ étant cette fois de 1,2 Mc/s environ (soit $\sim f_H$).

Ces fréquences critiques donneront lieu évidemment, sur le sondage, à une tangente verticale,

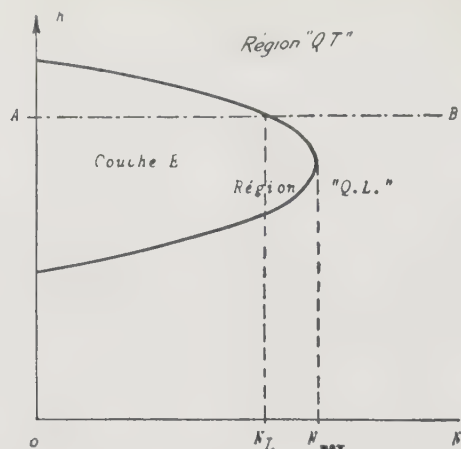


FIG. 5.8. — Répartition théorique de la densité électronique en fonction de l'altitude dans la couche E ; couche plongée dans la région « Q. L. » jusqu'au delà de son niveau d'ionisation maximum.

puisque pour les dites fréquences le parcours de groupe :

$$h' = \int_{\mu=1}^{\mu \sim 0} \frac{dh}{\mu} = \int_{N=0}^{N=N_{\max}} \frac{dh}{dN} \cdot \frac{dN}{\mu},$$

où μ est toujours $\neq 0$, devient pratiquement infini, aussi bien dans le cas « Q. L. » que dans le cas « Q. T. »

Mais que se passe-t-il pour le cas d'une fréquence un peu supérieure à f_L . Pour une telle fréquence l'onde ordinaire franchit évidemment le

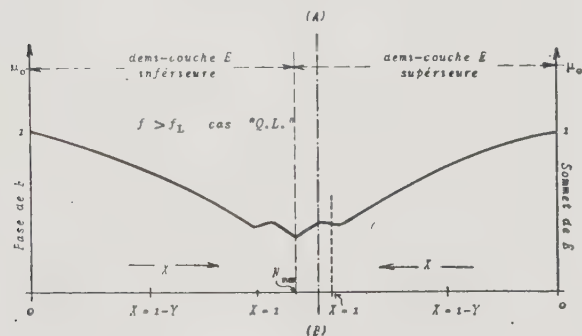


FIG. 5.9. — Variation de l'indice de réfraction « à travers » la couche E pour une fréquence supérieure à f_L dans le cas « Q. L. ».

niveau $N_{\max}$, et la courbe de variation de μ_0 « à travers » la couche E est la suivante (fig. 5.9), en l'absence du niveau de transition AB (c'est-à-dire si par exemple la couche E se trouve entièrement plongée dans la région « Q. L. »).

Il est clair que cette onde traverse entièrement la couche suivant le mode « Q. L. » sans subir de réflexion (pas de chute brusque de μ_0).

Si toutefois le niveau de transition AB existe et se trouve au voisinage de celui de $N_{\max}$ et au-dessus de ce niveau, c'est-à-dire en AB sur la figure 5.9, le mode de propagation de cette fréquence au delà de AB cesse d'être « Q. L. » pour devenir « Q. T. », et l'indice μ_0 tombe à une très faible valeur au niveau de transition AB, tant que celui-ci est situé

en deçà de la verticale correspondant à $X = 1$ dans la demi-couche E supérieure (fig. 5.10).

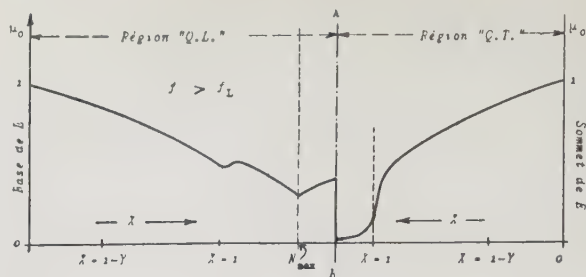


FIG. 5.10. — Variation de l'indice de réfraction « à travers » la couche E pour une fréquence supérieure à f_L en présence de la limite AB des régions « Q. L. » et « Q. T. ».

Il y aura donc réflexion de cette fréquence au niveau de transition AB, c'est-à-dire au-dessus de celui de $N_{\max}$.

La courbe du sondage vertical de la couche E se présentera dans ces conditions comme suit (fig. 5.11) pour le rayon « ordinaire ».

Il y aura dans ce cas occultation des couches supérieures (F_1 , F_2) jusqu'à la fréquence extrême f_s du crochet ab dû à la réflexion sur le niveau de transition AB.

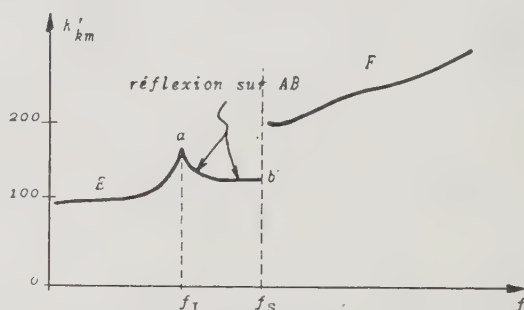


FIG. 5.11. — Trace du sondage ionosphérique devant correspondre à une couche E plongée dans la région « Q. L. » peu au delà de son niveau d'ionisation : « crochet ».

La fréquence « critique » f_L correspondra évidemment toujours à la relation « Q. L. » :

$$X = 1 + Y = 4\pi N_{\max} \frac{e^2}{m\omega_L^2}, \quad \text{avec } \omega_L = 2\pi/f_L,$$

et donc à la formule (5.5), tandis que la fréquence extrême f_s du crochet correspondra à la relation « Q. T. » :

$$X = 1 = 4\pi N_L \frac{e^2}{m\omega_s^2}, \quad \text{avec } \omega_s = 2\pi/f_s,$$

et donc à la formule (5.6).

En définitive, l'évolution du sondage sera la suivante lorsque le niveau de transition AB s'élèvera progressivement à partir de celui de $N_{\max}$.

— Pour AB au niveau de $N_{\max}$: pas de crochet ab , sur le sondage, mais un « trou » (retard très élevé) de f_L à f_T . Ce cas correspond à la courbe de variation de l'indice μ_0 de la figure 5.10a.

En effet, pour une fréquence $f_1 > f_L$, le niveau de réflexion est toujours en AB, c'est-à-dire au niveau de $N_{\max}$, mais pour cette fréquence f_L , le paramètre X devient égal à l'unité pour des valeurs de N (symétriques par rapport à $N_{\max}$) plus rapprochées

de $N_{\max}$; le retard sera donc pratiquement infini pour toutes les fréquences telles que f_1 comprises entre f_L et une fréquence $f_T > f_L$ pour laquelle le paramètre X aura la valeur 1 pour $N_{\max}$, c'est-à-dire répondant à l'équation (5.6).

— Pour AB à un niveau légèrement supérieur à $N_{\max}$ (fig. 5.10b) une fréquence f_1 supérieure à f_L se réfléchira encore en AB, puisqu'il y aura discon-

transition de densité N_L pour une fréquence f_s inférieure à celle du cas précédent. Le crochet *ab* aura donc une extension moindre en fréquence si le niveau AB est assez éloigné de $N_{\max}$ c'est-à-dire si N_L est faible et situé à une altitude élevée.

— Enfin pour AB très au-dessus de $N_{\max}$ (fig. 5.10d) c'est-à-dire au delà de $X = 1$ pour $f = f_L$ dans la demi-couche supérieure, le niveau AB ne pourra plus donner lieu à aucune réflexion, la courbe de

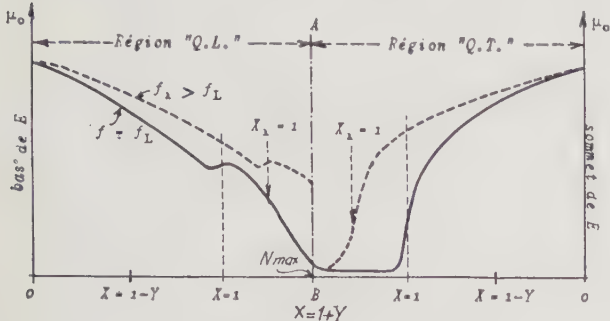


FIG. 5.10a. — Variation de l'indice de réfraction « à travers » la couche E lorsque la limite AB est au niveau de $N_{\max}$ et $f = f_L$.

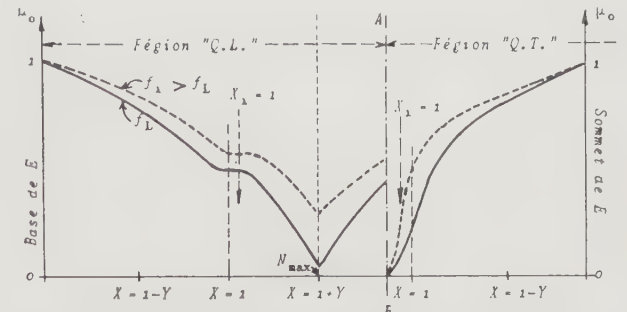


FIG. 5.10c. — Variation de l'indice de réfraction « à travers » la couche E lorsque la limite AB est assez au-dessus du niveau de $N_{\max}$ et $f = f_L$.

tinuité à ce niveau, mais le retard subi par cette fréquence sera beaucoup plus faible, un crochet ou chapeau de gendarme du type *ab* de la figure 5.11 apparaîtra donc brusquement sur l'enregistrement du sondage.

Ce crochet atteindra sur le sondage la fréquence f_s pour laquelle la densité électronique N_L du niveau de transition AB ($N_L < N_{\max}$) correspondra à la

l'indice μ_0 ne présentant plus aucune discontinuité pour les fréquences « ordinaires » supérieures à f_L , qui traverseront donc la couche E de part en part.

Le trace du sondage vertical de E n'accusera donc dans ce cas l'existence du mode de propagation « quasi-longitudinal » que par la différence des fréquences critiques des ondes « ordinaire » et « extraordinaire » qui est, comme on l'a vu, de 1,2 Mc/s

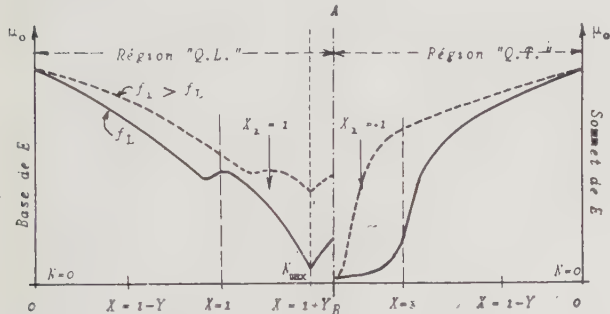


FIG. 5.10b. — Variation de l'indice de réfraction « à travers » la couche E lorsque la limite AB est à un niveau un peu supérieur à celui de $N_{\max}$ et $f = f_L$.

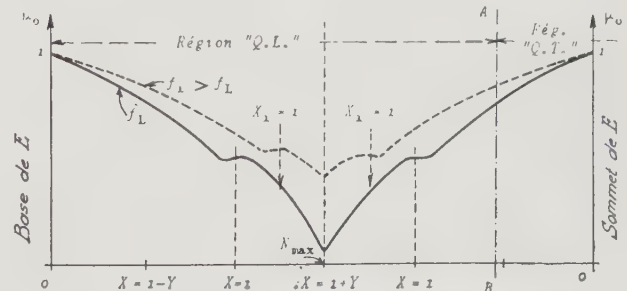


FIG. 5.10d. — Variation de l'indice de réfraction « à travers » la couche E lorsque la limite AB est très au-dessus du niveau de $N_{\max}$ et $f = f_L$.

valeur 1 du paramètre X . On pourra évidemment trouver la valeur de N_L par la relation :

$$N_L = 1,24 \cdot 10^4 f_s^2.$$

Cette fréquence f_s sera, dans le cas considéré, peu différente de la fréquence f_T limitant le « trou » dans le cas précédent, lorsque AB était au niveau de $N_{\max}$. Il s'ensuit que le crochet *ab* apparu brusquement occupera pratiquement toute la place du « trou ».

— Pour AB assez éloigné de $N_{\max}$ (fig. 5.10c) et au voisinage de $X = 1$ pour $f = f_L$ dans la demi-couche E supérieure, seule une petite bande de fréquences, telles que f_1 , supérieures à f_L , pourront être réfléchies au niveau de transition AB, puisque le paramètre X atteindra la valeur 1 au niveau de

($\approx f_H$) environ dans la région « Q. L. » au lieu de 0,6 (c'est-à-dire $f_H/2$) dans la région « Q. T. ».

Dans les figures 12 à 16 de la Note Préliminaire n° 188 [13] nous avons donné quelques exemples d'enregistrements de sondages ionosphériques de la couche E effectués dans les stations de Poitiers et de Domont, mettant nettement en évidence l'existence, d'une part, d'un « trou » large d'environ 0,5 Mc/s à la suite de la f_0E et, d'autre part, de « crochets » du type de la figure 5.11, suivis de la trace de $f_{\infty}E$, et que l'on a jusqu'ici fréquemment considérés à tort comme une manifestation de la couche E sporadique. Notons que ces enregistrements permettent de déterminer non seulement l'altitude du niveau de transition « Q. T. »-« Q. L. », mais aussi le nombre de chocs v_c à ce niveau par la relation (3.1).

5.4. Conclusions.

De ce qui précède résulte le fait important que l'évaluation de la densité électronique maximum de E à partir de la fréquence critique « ordinaire » ($f_0 E$) doit être faite avec prudence en raison de l'influence de la propagation de type « Q. L. » dans les régions du globe où l'inclinaison du champ magnétique terrestre est de plus de 60° .

Il faut d'ailleurs noter qu'actuellement la détermination de la $f_0 E$ sur un sondage ionosphérique sous incidence verticale s'effectue à partir de critères fort différents, dont les principaux sont :

(a) la $f_0 E$ est la fréquence pour laquelle la trace « ordinaire » de E présente une tangente verticale ;

(b) la $f_0 E$ est la fréquence la plus basse des traces « ordinaires » de E_2 ou de F_1 apparaissant sur le sondage à la suite des crochets dus à la couche E normale ou à ses stratifications. ([14] Instructions du CRPL, Mémoire n° 17-5 du 15-12-1950).

A la lumière de ce qui précède, il est clair que le criterium (a), de la tangente verticale conduit à l'évaluation de $N_{\max}$ soit à partir de la relation « Q. T. » classique (correspondant $X = 1$) :

$$(5.1a) \quad N_{\max} = 1,24 \cdot 10^4 \cdot f_0^2 \dots$$

si la couche E est plongée dans la région « Q. L. » seulement par sa base, son maximum étant dans la région « Q. T. », soit à partir de la relation « Q. L. » résultant de (5.2) (correspondant à $X = 1 + Y$) :

$$(5.2a) \quad N_{\max} = 1,24 \cdot 10^4 (f_0^2 + f_0 f_H) \dots$$

si la couche est plongée dans la région « Q. L. » jusqu'au niveau de $N_{\max}$ ou au delà.

On devra donc, en présence d'une tangente verticale, déterminer tout d'abord s'il s'agit de l'un ou de l'autre de ces deux cas.

Rappelons que le cas « Q. T. » est révélé par l'absence de « trou » ou de « crochet » du type des figures 5.7 et 5.11, les traces de E_2 ou de F_1 apparaissant aussitôt après la $f_0 E$ à tangente verticale et surtout par l'écartement de l'ordre de $f_H/2$ des fréquences critiques « ordinaire » et « extraordinaire ». Au contraire, en présence d'un « trou » ou d'un « crochet » du type des figures 5.7 et 5.11, ou d'un écartement de l'ordre de f_H des fréquences critiques « ordinaire » et « extraordinaire », révélant le cas « Q. L. », la $f_0 E$ à tangente verticale correspond à la fréquence f_L et l'évaluation de $N_{\max}$ doit s'effectuer au moyen de la formule (5.2a).

De son côté, le criterium (b), tout en étant parfaitement approprié aux cas « Q. T. » et « Q. L. » proprement dits lorsque les traces des couches E_2 ou F_1 apparaissent aussitôt après la $f_0 E$ à tangente verticale, et lorsque seul l'écartement des fréquences critiques « ordinaire » et « extraordinaire » permet de discerner le cas « Q. T. » du cas « Q. L. », conduit souvent dans le cas « Q. L. » partiel (couche E plongée dans la région « Q. L. » peu au delà de son niveau d'ionisation maximum), à évaluer $N_{\max}$ à partir de la fréquence f_s de la figure 5.11, fréquence

extrême du crochet *ab*. Or, comme on l'a vu, une telle évaluation de $N_{\max}$ par la relation classique (5.1a) fournit la valeur, non pas de $N_{\max}$, mais de N_L c'est-à-dire de la densité électronique du niveau de transition AB entre les régions « Q. L. » et « Q. T. », densité inférieure à $N_{\max}$.

Il s'ensuit que la fréquence f_s peut demeurer pratiquement stationnaire durant une période d'accroissement progressif de $N_{\max}$ et de descente simultanée de la couche E dans la région « Q. L. » (comme cela a lieu vers le milieu de la journée à nos latitudes) en donnant lieu à un « plafonnement » apparent de la $f_0 E$ (confondue à tort avec cette fréquence f_s), phénomène que nous avons signalé au paragraphe 5.2.

En définitive, l'évaluation de $N_{\max}$ pour la couche E aux latitudes moyennes et hautes nécessite le plus grand discernement possible lorsqu'il s'agit des fréquences critiques « ordinaires », puisque, dans ces régions, la couche E, formée à 120 km d'altitude ou davantage (région Q. T.) dans la matinée, s'abaisse ensuite pour plonger plus ou moins profondément dans la région « Q. L. » au milieu de la journée et remonter enfin dans la soirée.

Seule la $f_x E$, non entachée de l'« anomalie Q. L. », permet dans ces régions d'évaluer la densité $N_{\max}$ sans ambiguïté par la relation :

$$(5.4 a) \quad N_{\max} = 1,24 \cdot 10^4 (f_x^2 - f_x f_H),$$

dérivant de la condition de réflexion :

$$(5.4) \quad X = 1 - Y.$$

Ainsi, il apparaît absolument essentiel que dans tous les travaux de corrélation de la fréquence critique de E avec l'angle zénithal du soleil, et en particulier dans ceux relatifs aux éclipses solaires et à la détermination d'un indice solaire ionosphérique, il soit tenu compte de l'influence du type de propagation « Q. L. », les erreurs résultant de l'approximation habituelle pour la réflexion de l'onde « ordinaire » pouvant aller jusqu'à 30 % et davantage.

D'autre part, la présence de « trous » et « crochets » sur les enregistrements de sondages de la couche E constituent une nette manifestation de l'existence du niveau de transition « Q. L. »-« Q. T. » et ne doivent pas être interprétés autrement.

ANNEXE I

UTILISATION PRATIQUE DE LA MÉTHODE DE CALCUL

Récapitulation générale

Soit à calculer l'indice de réfraction μ , l'indice d'absorption K et les paramètres de la polarisation, pour une onde de pulsation $\omega = 2\pi f$ qui se propage dans un milieu ionisé dont la densité électronique est N , où le nombre de chocs entre électrons et molécules neutres ou ions positifs est ν , la direction de propagation faisant un angle $(\pi/2 - \theta)$ avec la direction positive du champ magnétique terrestre dont la grandeur est $\vec{H}$.

1. Unités à utiliser.

Les relations servant aux calculs étant celles d'APPLETON et HARTREE (voir chapitres I et II), en unités électrostatiques pour les grandeurs électriques et unités électromagnétiques pour les grandeurs magnétiques, soit (1.1) pour le calcul de μ et de K et (2.1) pour celui de la polarisation, on exprimera :

N en électrons par cm^3 ;

ν en nombre de chocs par seconde ;

$f = \omega/2\pi$, la fréquence de travail — en cycles par seconde ;

$f_H = \vec{H}e/2\pi mc$, la gyrofréquence — en cycles par seconde ;

$\vec{H}$ en gauss.

On prendra e (charge de l'électron)

$$= 4,77 \times 10^{-10} \text{ u. é. s.}$$

et m (masse de l'électron) $= 9,01 \times 10^{-28} \text{ g}$ et donc $e/m = 5,30 \times 10^{17} \text{ u. é. s./g.}$

c = vitesse de la lumière dans le vide $= 3.10^{10} \text{ cm/s.}$

En admettant pour $\vec{H}$ la valeur moyenne de 0,5 gauss, on voit que $f_H = 1,4 \text{ Mc/s environ.}$

f_H comme $\vec{H}$ décroît évidemment avec l'altitude, et varie légèrement avec le lieu géographique (pour la couche F_2 , nous avons adopté pour f_H , 1,2 Mc/s).

2. Calcul de μ et de K .

Les relations applicables sont (1.1) ou (1.2).

Nous utiliserons (1.2) qui implique le calcul de $\mathfrak{X}$ et de $\mathfrak{Y}$.

(a) Calculons d'abord les grandeurs fondamentales : $X = 4\pi Ne^2/m\omega^2$; $Y = f_H/f$; $Y_T = Y \cos \theta = (\cos \theta)/n$, et

$$Y_L = Y \sin \theta = (\sin \theta)/n ; \quad Z = \nu/\omega = Z_H/n.$$

On voit sur les figures A1a et A1b que Y_T et Y_L

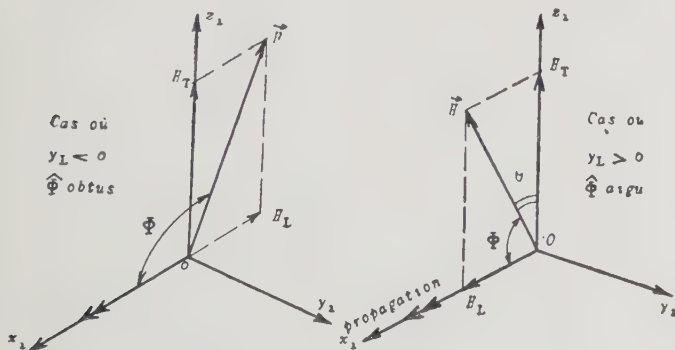


FIG. A1a et A1b. — Trièdres de référence.

sont des quantités positives ou négatives suivant la grandeur de l'angle $\hat{\Phi}$ que fait la direction de propagation $\vec{Ox}_1$ avec la direction positive du champ terrestre $\vec{H}$.

Remarquons encore que la valeur de X s'obtient aussi par la relation :

$$x = N/N_0, \text{ avec } N_0 = 1,24.10^2.f^2,$$

où la fréquence de travail f est en mégacycles par seconde.

(b) Détermination du type de propagation de l'onde.

On calculera ensuite la valeur de $|Y_T^2/2Y_L|$.

Suivant que cette grandeur sera inférieure, supérieure ou égale à Z , on se trouvera dans le cas « quasi-longitudinal », « quasi-transversal » ou « limite Q. T.-Q. L. ».

(c) Calcul de $\mathfrak{X}$ et de $\mathfrak{Y}$.

Selon qu'il s'agira du cas « quasi-longitudinal », « quasi-transversal » ou « limite Q. T.-Q. L. », on utilisera pour calculer $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ les formules définies à la fin du chapitre I.

A cet effet, on devra déterminer au préalable les grandeurs auxiliaires suivantes : n , Z_H , a , C respectivement données par :

$$n = f/f_H ; \quad Z_H = \nu/\omega_H \text{ ou } \omega_H = 2\pi f_H, \\ a = n(1 - X)/Z_H \quad \text{et} \quad C = (\cos^2 \theta)/2Z_H.$$

— Si l'on est dans le cas « Q. L. », on aura besoin des quantités ψ_1 et ψ_2 lorsque $X \neq 1$ et de la quantité ψ_3 pour $X = 1$. Or,

$$\psi_1 = \left| \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| + 1}{2}} \right| \quad \text{et} \quad \psi_2 = \left| \sqrt{|\Phi| \frac{|\sec \varphi| - 1}{2}} \right|,$$

tandis que,

$$\psi_3 = \left| \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{C^2} - 1} \right|.$$

Dans ces expressions :

$$\Phi = \frac{\sin^2 \theta}{C^2} + \frac{a^2 - 1}{(a^2 + 1)^2} \quad \text{et} \quad \cot \varphi = \Phi \frac{(a^2 + 1)^2}{2a}.$$

— Si l'on est dans le cas « Q. T. », on aura besoin des quantités ψ_1 et ψ_2 lorsque $X \neq 1$ et en même temps $X \neq X_T$ et $X \neq 2 - X_T$; par contre, si $X = 1$, on aura besoin de la quantité ψ_3 et si $X = X_T$ ou si $X = 2 - X_T$, on aura besoin de la quantité ψ_4 , donnée par $\psi_4 = |\sqrt{a}|/(a^2 + 1)|$.

Il y aura donc lieu, dans le cas « Q. T. », de calculer la valeur « X_T » de X donnée par la relation assez compliquée : $X_T = 1 - a_T Z_H/n$, où

$$a_T = \left| \frac{C}{\sin \theta} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{8 \sin^2 \theta}{C^2}} - \left(1 + \frac{2 \sin^2 \theta}{C^2} \right) \right]} \right|,$$

dont l'importance est cependant primordiale pour la détermination des formules qui sont applicables pour trouver $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ dans le cas.

— Si l'on est dans le cas « limite Q. T.-Q. L. », les valeurs de $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ pour $X < 1$ s'obtiennent par les mêmes formules que celles applicables au cas « Q. L. » et faisant intervenir les quantités ψ_1 et ψ_2 ; pour $X = 1$, nous aurons dans ce cas : $X = -1$ et $Y = (Z_H + C)/n$, pour le rayon « ordinaire » comme pour le rayon « extraordinaire ».

Pour $X > 1$, on utilisera pour trouver $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ les mêmes formules que celles applicables au cas « Q. L. » pour $X > 1$, et faisant aussi intervenir les grandeurs ψ_1 et ψ_2 . Le calcul de celles-ci est toutefois simplifié dans le cas limite.

On se souviendra en calculant $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ que les

signes supérieurs des formules indiquées à cet effet correspondent à l'onde « ordinaire » et les inférieurs à l'onde « extraordinaire », de sorte qu'à chaque groupe de valeurs de f_H , N , ν , f , et θ correspondent deux groupes de valeurs de $\mathcal{X}$ et de $\mathcal{Y}$: $\mathcal{X}_0$ et $\mathcal{Y}_0$ pour l'onde « ordinaire » $\mathcal{X}_e$ et $\mathcal{Y}_e$ pour l'onde « extraordinaire ».

(d) Calcul de μ et de K .

Connaissant $\mathcal{X}_0$ et $\mathcal{Y}_0$ et $\mathcal{X}_e$ et $\mathcal{Y}_e$, on trouvera μ :

— soit en utilisant le graphique 1, lorsque $\mathcal{X}_0$ ou $\mathcal{X}_e$ seront des quantités négatives de valeur absolue supérieure à 1 et $\mathcal{Y}_0$ ou $\mathcal{Y}_e$ des quantités positives de l'ordre de 0 à 1,5 ;

— soit en utilisant le tableau I donnant le rapport μ/Y pour différentes valeurs de $\mathcal{X}$ comprises entre — 0,995 et — 0,200 lorsque $\mathcal{Y} \ll 1$;

— soit en utilisant la relation générale précise

$$\mu^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\mathcal{X}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} + \sqrt{\left(1 + \frac{\mathcal{X}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2} \right)^2} \right].$$

Ayant ainsi déterminé μ_0 et μ_e on trouvera la valeur de K par la relation générale :

$$K = \frac{\omega}{2\mu c} \cdot \frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2},$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide prise égale à 3.10^{10} cm/s, de sorte que K est l'atténuation par centimètre de parcours de l'onde dans le milieu ionisé.

3. Calcul de la polarisation de l'onde.

A cet effet, on calculera au préalable les paramètres Q_r et Q_i respectivement pour l'onde « ordinaire » et l'« extraordinaire », au moyen des relations :

$$Q_r = -\frac{1}{Y_L} (\beta - B) \text{ et } Q_i = \frac{1}{Y_L} (\alpha - A),$$

où :

$$A = \frac{C}{n} \frac{1}{a^2 + 1} \quad \text{et} \quad B = \frac{C}{n} \frac{a}{a^2 + 1};$$

$Y_L = Y \sin \theta$ est positif ou négatif suivant que l'angle que fait la direction de propagation avec le champ terrestre est aigu ou obtus.

On trouvera les expressions donnant α et β , dans les différents cas possibles, respectivement pour le rayon « ordinaire » et « extraordinaire », dans le tableau II au chapitre I. Elles sont de la forme : $\dots \pm (C/n) \cdot \psi_1, \psi_2, \psi_3$ ou ψ_4 .

On remarque ainsi que le calcul de la polarisation implique, tout comme celui de μ et de K , la détermination préalable du type de propagation dans lequel on se trouve. Suivant que celle-ci est « Q. L. », « Q. T. » ou « Q. T. »-« Q. L. », les valeurs de α et de β seront en général différentes pour une même valeur de X . Ce sont évidemment les mêmes valeurs de ψ_1, ψ_2, ψ_3 ou ψ_4 qui pour un X donné servent à déterminer le « μ » et le « K » d'une part et les gran-

deurs « α » et « β » nécessaires au calcul de Q_r et de Q_i d'autre part.

Connaissant Q_r et Q_i pour chacune des composantes magnéto-ioniques, on pourra trouver l'angle que font les ellipses de polarisation avec le nord magnétique, le rapport des axes de ces ellipses et leur sens de description par l'extrémité du vecteur magnétique de l'onde, par exemple à l'aide des relations données au chapitre II.

Manuscrit reçu le 17 juillet 1956.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] APPLETON (E. V.). Wireless studies of the ionosphere. (Étude radioélectrique de l'ionosphère.) *J. Inst. electr. Engrs*, G.-B. (oct. 1932), **71**, pp. 642-650.
- [2] HARTREE (D. R.). Propagation of electromagnetic waves in a refracting medium in a magnetic field. (Propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu réfringent, dans un champ magnétique.) *Proc. Cambridge phil. Soc.*, G.-B. (janv. 1931), **27**, pp. 143-162.
- [3] BREMMER (H.). The propagation of electromagnetic waves through a stratified medium and its W. K. B. approximation for oblique incidence. (La propagation des ondes électromagnétiques à travers un milieu stratifié et son approximation W. K. B. pour l'incidence oblique.) *Physica*, Netherl. (août 1949), **15**, n° 7, pp. 593-608.
- [4] LÉPÉCHINSKY (D.). La théorie magnéto-ionique et ses résultats. Méthode pratique de calcul des paramètres de la propagation ionosphérique. Note préliminaire n° 185 du *Laboratoire National de Radioélectricité* (15 avr. 1955), 66 p., nombreuses fig. et réf. bibl. (hors commerce).
- [5] BOOKER (H. G.). General properties of formulae of the magneto-ionic theory. (Propriétés générales des formules de la théorie magnéto-ionique.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G.-B. (15 nov. 1934), **147**, pp. 352-382.
- [6] LÉPÉCHINSKY (D.), DURAND (J.). Sur les conditions de réflexion verticale dans l'ionosphère en présence des choc et du champ magnétique terrestre. Cas de la couche E. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (17 janv. 1955), **240**, pp. 233-236, 4 fig.
- [7] ***. Rapport National de la Commission III de l'Union Radio Scientifique Internationale (U. R. S. I.) à la XI^e Assemblée Générale. La Haye (1954).
- [8] APPLETON (E.), PIGGOTT (W. R.). Ionospheric absorption measurements during a sunspot cycle. (Les mesures d'absorption ionosphérique pendant la durée d'un cycle complet des taches solaires.) *J. atmosph. terrest. Phys.*, G.-B. (juil. 1954), **5**, n° 3, pp. 141-172, 16 fig., 3 tabl., 26 réf. bibl.
- [9] LEJAY (P.), LÉPÉCHINSKY (D.). Influence de l'inclinaison du champ magnétique terrestre sur l'absorption des ondes radioélectriques dans la couche D. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (10 janv. 1955), **240**, n° 2, pp. 136-138, 1 réf. bibl.
- [10] LÉPÉCHINSKY (D.). Courbes de valeurs théoriques de l'absorption ionosphérique dans la région D. Note préliminaire n° 190 du *Laboratoire National de Radioélectricité* (15 déc. 1955), 55 p. dont 46 de fig. et tabl. (hors commerce).
- [11] ***. Report of the Physical society conference on the Physics of the Ionosphere held at the Cavendish Laboratory-Cambridge sept. 1954. (Rapport de la Conférence sur la Physique de l'Ionosphère tenue au Cavendish Laboratory-Cambridge

- sept. 1954.) *Physical Society*, London (1955).
- [12] ***. Ionospheric radio propagation. (Propagation radioélectrique ionosphérique.) Circulaire n° 462 du *National Bureau of Standards*, U. S. A. (juin 1948).
- [13] LÉPÉCHINSKY (D.). Évaluation de la densité électronique de la couche E. Effet sur les sondages ionosphériques verticaux de la limite des régions « Q. L. » et « Q. T. ». Note préliminaire n° 188 du *Laboratoire National de Radioélectricité* (20 oct. 1955), 31 p., 16 fig., 3 réf. bibl. (hors commerce).
- [14] ***. Memorandum n° 175 du *National Bureau of Standards*, U. S. A. (15 déc. 1950). Central Radio Propagation Laboratory, Boulder-Colorado (hors commerce).
- [15] DARWIN (C. G.). The refractive index of an ionized medium. (L'indice de réfraction d'un milieu ionisé.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G.-B. (1^{er} août 1934), **146**, pp. 17-46.
- [16] DARWIN (C. G.). The refractive index of an ionized medium. (L'indice de réfraction d'un milieu ionisé.) *Proc. r. Soc.*, Ser. A, G.-B. (16 déc. 1943), **182**, pp. 152-166.
- [17] APPLETON (E. V.). Geophysical influences on the transmission of wireless waves. (Influences géophysiques sur la transmission des ondes radio-électriques.) *Proc. phys. Soc.*, G.-B. (févr. 1925), **37**, p. 20.
- [18] NICHOLS (H. W.), SCHELLING (J. C.). Propagation of electric waves over the earth. (Propagation d'ondes électriques au-dessus de la terre.) *Bell Syst. tech. J.*, U. S. A. (avr. 1925), **4**, pp. 215-234.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

“ Absorption comparée
par l'atmosphère de l'infra-rouge et de l'ultra-violet ”

Vu et approuvé :

Paris, le 1^{er} Juin 1956,

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES

Signé : J. PÉRÈS.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE
DE PARIS :

Signé : J. SARRAILH.

